

Kryogene Wasserstoff- und Deuteriumtargets zur Laserionenbeschleunigung

Cryogenic Hydrogen and Deuterium Targets for Laser-Driven Ion Acceleration

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Alexandra Simone Tebartz aus Mainz

Tag der Einreichung: 13. November 2017, Tag der Prüfung: 08. Januar 2018

Darmstadt 2018 — D 17

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

2. Gutachten: Prof. Dr. Oliver Boine-Frankenheim



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

Kryogene Wasserstoff- und Deuteriumtargets zur Laserionenbeschleunigung
Cryogenic Hydrogen and Deuterium Targets for Laser-Driven Ion Acceleration

Genehmigte Dissertation von Alexandra Simone Tebartz aus Mainz

1. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth
2. Gutachten: Prof. Dr. Oliver Boine-Frankenheim

Tag der Einreichung: 13. November 2017

Tag der Prüfung: 08. Januar 2018

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-82056

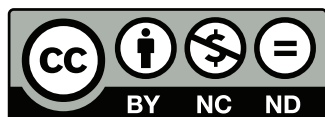
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/8205>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit stellt eine Implementierung der Kondensationsmethode zur in situ-Herstellung von freistehenden kryogenen Wasserstoff- und Deuteriumtargets und einen dafür zugeschnittenen Aufbau vor. Damit ist es möglich, unter Standardbedingungen als Gase vorliegende Stoffe als debrislefreie Targets mit Festkörperdichte für die Laser-Materie-Wechselwirkung bereitzustellen. Der Fokus dieser Arbeit liegt auf dem Einsatz für die Laserionenbeschleunigung. Die Kondensationsmethode basiert auf der Manipulation der Phase des Targetmaterials. Ein Gas wird in eine kleine Zuchtkammer eingelassen, die einen gekühlten Targetrahmen mit einer Apertur darin umschließt. Das Gas wird über Erhöhung des Drucks und Absenken der Temperatur verflüssigt, sodass es den Targetrahmen benetzt und die Apertur füllt. Anschließendes Kühlen verfestigt das Material, welches nach Entfernen der Zuchtkammer für den Laser zugänglich ist. Das Prinzip ist neben Wasserstoff und Deuterium auch für andere Gase geeignet.

Der Aufbau zur Erzeugung von freistehenden kryogenen Targets und die bisher erfolgten und noch geplanten Verbesserungen werden unter Beachtung der Rahmenbedingungen zur Verfestigung von Wasserstoff und Deuterium vorgestellt. Diese werden unter anderem durch die Tripelpunkttemperaturen von 14,0 K beziehungsweise 18,7 K bestimmt. Es werden regenerative Kühlmechanismen, die auf der Expansion eines Arbeitsgases basieren, und die daraus folgenden Implikationen für den Aufbau diskutiert. Die Mechanismen des Wärmetransports und die daraus resultierenden Folgen für Geometrie und Materialwahl des Aufbaus werden ebenfalls erörtert. Aufbauend auf der Geometrie des Aufbaus und dem Experimentablauf werden die Systeme zur Druck- und Temperaturkontrolle vorgestellt.

Auch andere Methoden zur Herstellung von kryogenen Targets, von Varianten der Kondensationsmethode, über Extrusion eines Bandtargets und eines Flüssigjets, bis zum Aufsprühen auf einen gekühlten Rahmen, werden vorgestellt. Jede der verschiedenen Herangehensweisen löst verschiedene Probleme anderer Methoden, wirft dafür aber neue auf.

Verschiedene Methoden der Targetcharakterisierung werden in dieser Arbeit diskutiert, wovon vorrangig eine Profilkamera und die Vermessung mit einem chromatisch-konfokalen Sensor genutzt wurden. Mit letzterem wurde die zeitliche Entwicklung der Targetdicke mit einer Auflösung von einer Sekunde untersucht. Dabei wurde ein lineares Modell zur Extrapolation der Targetdicke für Zeiten nach Ende der Messung validiert.

In zwei Experimenten an den Lasersystemen PHELIX und VULCAN wurden mit der Kondensationsmethode hergestellte kryogene Deuteriumtargets zur Laserionenbeschleunigung genutzt. Dabei konnte die Beschleunigung eines reinen Deuteronenstrahls gezeigt werden, wobei das Vorkommen von Protonen mit einer Nachweisgrenze von $7,5 \cdot 10^9$ Protonen pro MeV und Steradian ausgeschlossen werden konnte.

Abstract

This thesis presents an implementation of the condensation method for in situ creation of freestanding cryogenic hydrogen and deuterium targets using a tailored experimental apparatus. The presented method enables the preparation of substances that occur as gases under standard conditions as debris-free solid state targets for laser-matter-interaction. This thesis focuses on targets suitable for laser-driven ion acceleration.

The condensation method is based on the manipulation of the target material phase. A gas is let into a small growth chamber that surrounds a cooled target frame with an aperture. Pressure increase and temperature decrease lead to liquefaction of the gas. Once the liquid has covered the frame, thereby filling the aperture, the chamber is further cooled to solidify the target material. The growth chamber can then be removed, leaving a freestanding solid target accessible to the laser. This principle is suitable for a range of gaseous materials.

The setup for the creation of freestanding cryogenic targets and a variety of planned and implemented improvements are presented with respect to the conditions for the solidification of hydrogen and deuterium. The procedures are governed by the respective triple point temperatures of the gases hydrogen and deuterium, 14.0 K and 18.7 K.

Regenerative cooling mechanisms, based on the expansion of a working gas, are presented, together with the consequential implications for the setup. The mechanisms of heat transfer play a role for the geometry and material choice of the setup. These mechanisms, and their relevance for the experimental procedure, are discussed along with the systems for pressure and temperature control.

Other methods for the creation of cryogenic targets are introduced; these include modifications of the condensation method, the extrusion of a ribbon target and a liquid jet, and the spraying of a cooled gas on a cooled frame. Each method carries its own advantages and disadvantages, which are discussed in detail.

Several methods for in situ target characterization are discussed in this thesis, including a sideview camera and a chromatic confocal sensor. Using the latter, the temporal target development with a temporal resolution of one second was analyzed and a linear model for the extrapolation of target thickness was validated.

Cryogenic deuterium targets for two experiments at the laser systems PHELIX and VULCAN were created with the presented condensation method. A pure deuteron beam was demonstrated to be accelerated while the presence of protons could be excluded with a detection threshold of $7.5 \cdot 10^9 \text{ protons MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Laser-Plasma-Wechselwirkung	3
2.1	Elektron im elektromagnetischen Wechselfeld	3
2.2	Herleitung der Plasmafrequenz	4
2.3	Kritische Dichte und Skintiefe	5
2.4	Relativistische Transparenz	7
2.5	Prinzipien der Elektronenheizung	7
2.6	Zwei Prinzipien der Laserionenbeschleunigung	12
3	Gase als Feststofftargets	19
3.1	Nomenklatur	21
3.2	Wasserstoff als Targetmaterial	21
3.3	Deuterium als Targetmaterial	22
3.4	Methan als Targetmaterial	23
4	Kühlmethoden	25
4.1	Rahmenbedingungen	25
4.2	Adiabatische Expansion und Kompression eines idealen Gases	26
4.3	Isotherme Expansion und Kompression eines idealen Gases	27
4.4	Regenerative Kühlmechanismen	29
5	Grundlagen des Wärmetransports	35
5.1	Wärmeleitung	35
5.2	Konvektion	41
5.3	Thermische Strahlung	41
6	Targetherstellung mittels Kondensationsmethode	43
6.1	Genutzte Kältemaschinen	43
6.2	Ausmaß der Vibrationen	45
6.3	Aufbau zur Targeterzeugung	46
6.4	Geometrie des Targetrahmens	48
6.5	System zur Druckkontrolle	50
6.6	Geometrie der Zuchtkammer	52
6.7	System zur Temperaturkontrolle	54
6.8	Rolle des Strahlungsschilds	59
6.9	Prozess der Targetherstellung	61

7	Andere Verfahren zur Erzeugung kryogener Targets	65
7.1	Kondensationsmethode	65
7.2	Kondensationsmethode mit erhöhter Taktrate	66
7.3	Extrusion eines Feststoffbands	68
7.4	Flüssigkeitsjet	69
7.5	Aufsprühen auf gekühlten Träger	71
8	Dickenbestimmung kryogener Targets	73
8.1	Frontalkamera zur qualitativen Überwachung	73
8.2	Profilkamera zur Dickenbestimmung	73
8.3	Dickenbestimmung mit einem chromatisch-konfokalen Sensor	74
8.4	Dickenbestimmung mit zwei chromatisch-konfokalen Sensoren	76
8.5	Dickenbestimmung über Energieverlust von Alphateilchen	79
9	Zeitliche Entwicklung der Targetdicke	81
9.1	Untersuchung der Langlebigkeit	81
9.2	Zeitliche Veränderung der Dicke auf kleiner Zeitskala	82
9.3	Targetdicke im Hinblick auf die Beschleunigungsmechanismen	83
10	Experiment	85
10.1	Fokusdiagnostik und Fokusjustage	85
10.2	Ionenstrahldiagnostik mit einem Thomson-Ionenspektrometer	89
11	Zusammenfassung und Ausblick	101
	Literaturverzeichnis	V
	Danksagung	XV
	Publikationen	XVII
	Lebenslauf	XIX

1 Einleitung

Die Weiterentwicklung der Lasertechnik seit der Erfindung des Lasers 1960 [1] führte zu den heutigen Hochenergielasern. Mit der Zuführung von Energie hoher Intensität zu Materie ist es möglich Elektronen von ihren Atomrümpfen zu trennen, womit der sogenannte vierte Aggregatzustand der Materie, das Plasma, erreicht wird. Die Interaktion der geladenen Teilchen mit dem elektromagnetischen Feld des Lasers und die resultierenden Effekte sind Gegenstand der aktuellen Forschung im Gebiet der Laser-Plasma-Wechselwirkung.

Techniken in der Laserentwicklung wie *Chirped Pulse Amplification* (CPA) [2] ermöglichen extrem kurze Laserpulse von weniger als einer Pikosekunde bei hoher Pulsenergie und dadurch sehr hohe Leistungen im Petawattbereich. Daraus resultieren Intensitäten im Bereich von 10^{20} bis 10^{21} W/cm² [3–6]. Die freien Ladungsträger im Plasma interagieren mit dem elektromagnetischen Feld des Laserpulses. Dadurch kann es unter anderem zu einer kollektiven Ladungstrennung zwischen negativ geladenen Elektronen und positiv geladenen Atomrümpfen kommen, die ein elektrisches Feld in der Größenordnung von MV/μm aufbaut [7]. Dieses kann zur Beschleunigung von Ladungsträgern genutzt werden, was durch das Forschungsgebiet der lasergetriebenen Teilchenbeschleunigung untersucht wird.

Mehrere Ionenbeschleunigungsmechanismen im Laserplasma wurden schon untersucht, beginnend mit *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) [8, 9], und weitere sind vorhergesagt und Gegenstand aktueller Forschung. Durch höhere Laserintensitäten ergeben sich neue Aspekte in der Laser-Plasma-Wechselwirkung wie die relativistische Transparenz, welche neue Beschleunigungsmechanismen wie *Laser Breakout Afterburner* (BOA) [10] eröffnen. Für BOA werden im Vergleich zu TNSA höhere Ionenenergien vorhergesagt [11, 12]. In Kapitel 2 werden einige Prozesse der Laser-Plasma-Wechselwirkung und darauf aufbauend die beiden Beschleunigungsmechanismen TNSA und BOA vorgestellt.

Die Materieprobe, auf die der Laser fokussiert wird, wird *Target* genannt. Meistens sind dies Feststoffe, da sie unkompliziert zu handhaben und zu transportieren und außerdem stabil unter Vakuum sind. Die einfache Form der flachen Folientargets aus verschiedenen Materialien [13, 14] wurde auch schon erweitert mit strukturierten Oberflächen [15, 16], dreidimensionalen Formen [17] und Schäumen [18], um nur einige Möglichkeiten zu nennen. Aber auch gasförmige und flüssige Materialien werden in Form von Jets oder Tropfen als Targets genutzt [19, 20].

Gase können durch Kühlung verflüssigt oder verfestigt werden, was bedeutet dass sie mit deutlich höherer Dichte im Vergleich zu Gasjettargets bereitgestellt werden können. Die so hergestellten Targets werden als *kryogene Targets* bezeichnet. Damit können Vorteile der Gastargets wie Debrisfreiheit mit Vorteilen der Feststofftargets wie hoher Dichte vereinigt werden. Es können feste Targets aus reinen Stoffen erzeugt werden, die unter Standardbedingungen als Gas vorliegen, sodass ein Ionenstrahl aus Stoffen möglich ist, die ansonsten nicht in Reinform zugänglich sind. Auch für Energieverlustexperimente [21], ionenbasierte Fusionszündung [22] oder für die Untersuchung der Zustandsgleichung [23] wird die Palette der möglichen Targetmaterialien erweitert.

Die Vor- und Nachteile von Feststofftargets, Gastargets und kryogenen Targets werden in Kapitel 3 vorgestellt.

Wasserstoff ist ein interessantes Targetmaterial, da das Ion des Wasserstoffs das Proton ist und somit aus einem einzelnen Kernbaustein besteht. Dieses Ion trägt das höchstmögliche Verhältnis von Ladung zu Masse. Die daraus folgenden Implikationen im Bezug auf Ionenbeschleunigungsmechanismen werden ebenfalls in Kapitel 3 diskutiert. Es gibt Vorhersagen, dass der BOA-Prozess mit einem reinen Wasserstofftarget höhere Protonenenergien produzieren kann als mit einem Target, das neben Wasserstoff auch noch schwerere Atome enthält [24]. Die Rolle des Wasserstoffisotops Deuterium in der Nutzung als Targetmaterial zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung wird im gleichen Kapitel erörtert, unter anderem hinsichtlich seiner Unterscheidbarkeit von Wasserstoff. Deuterium ist interessant als Targetmaterial für weiterführende Anwendungen wie die lasergetriebene Neutronenquelle [25–27].

Zur Verfestigung von Wasserstoff und Deuterium müssen die Proben auf Temperaturen von 14,0 K beziehungsweise 18,7 K oder darunter gekühlt werden [28]. Die thermodynamischen Prinzipien zur Kühlung mittels Expansion und Kompression eines Arbeitsgases und darauf aufbauende regenerative Kühlsysteme werden in Kapitel 4 dargestellt.

Die physikalischen Grundlagen des Wärmeübertrags werden in Kapitel 5 vorgestellt, worauf die Materialwahl für ein gekühltes System aufbaut. Wärme muss effizient aus zu kühlenden Bereichen abgeführt werden, während gleichzeitig verhindert werden muss, dass dem System Wärme aus der Umgebung zugeführt wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Kondensationsmethode zur Targetherstellung weiterentwickelt. Dabei wird ein freistehendes Target aus festem Wasserstoff, Deuterium oder einem anderen gasförmigen Stoff erzeugt, indem ein gekühlter Rahmen mit Gas umgeben wird. Durch Druck- und Temperaturkontrolle wird das System im Phasendiagramm in den flüssigen Bereich verschoben, sodass das Material kondensiert und eine Apertur im Rahmen füllt. Durch anschließendes Kühlen verfestigt sich das Material und es liegt ein freistehendes Feststofftarget vor. Der Prozess wird im Kapitel 6 zusammen mit den dafür entwickelten Bauteilen vorgestellt. Für zweiteres kommen unter anderem die Prinzipien des Wärmeübertrags aus den Kapitel davor zum Tragen. Außerdem werden die Systeme zur Druck- und Temperatursteuerung behandelt.

Andere Möglichkeiten zur Erzeugung von kryogenen Targets werden in Kapitel 7 diskutiert. Dazu gehören Varianten der Kondensationsmethode [29, 30], aber auch die Extrusion eines Bandes aus festem Wasserstoff [31–33], die Kombination eines Jettargets mit Kühltechnik [34–37] und das Aufsprühen von gekühltem Material auf einen Träger [27, 38, 39]. Die verschiedenen Verfahren werden hinsichtlich der möglichen Taktrate, Positioniermöglichkeiten, Charakterisierung und der Nutzbarkeit im Experiment verglichen.

Targetcharakterisierung ist ein essentieller Schritt vor jedem Experiment zur Laserionenbeschleunigung, da viele ablaufende Prozesse von der Targetdicke abhängen. Da kryogene Targets in situ produziert werden, müssen sie auch in situ charakterisiert werden. Verschiedene Techniken dafür, sowie die Zeitabhängigkeit der Targetdicke, werden in den Kapiteln 8 und 9 untersucht. Der Fokus liegt dabei auf der Charakterisierung mit chromatisch-konfokalen Sensoren.

Kapitel 10 stellt zwei Experimente zur Laserionenbeschleunigung mit kryogenen Deuteriumtargets vor, die an den beiden Petawatt-Lasersystem VULCAN, Rutherford Appleton Laboratory, Großbritannien, und PHELIX (*Petawatt High Energy Laser for Ion Experiments*), GSI Helmholtz Zentrum für Schwerionenforschung GmbH, Deutschland, durchgeführt wurden. In diesem Kapitel wird die Analyse der im Experiment aus kryogenen Targets erzeugten Ionenstrahlen vorgestellt. Die Arbeit schließt in Kapitel 11 mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf die mögliche Weiterentwicklung des Systems.

2 Grundlagen der Laser-Plasma-Wechselwirkung

Durch Hochenergielaser ist es möglich, Materie in extrem kurzer Zeit so hohe Energiemengen zuzuführen, dass die Elektronen von ihren Atomrümpfen getrennt werden. Dies ist schon bei Intensitäten im Bereich von 10^9 W/cm^2 möglich [40], während heutige Hochleistungslaser maximale Intensitäten im Bereich von 10^{21} W/cm^2 [3–6] erreichen. Der Zustand der ionisierten Materie wird als *Plasma* bezeichnet. Da dort freie Ladungsträger auf elektrische und magnetische Felder reagieren können, treten Effekte auf, welche in anderen Aggregatzuständen nicht möglich sind. Zur Einführung der Laser-Plasma-Wechselwirkung soll zunächst dargestellt werden, wie sich ein einzelnes Elektron im elektromagnetischen Wechselfeld der Laserstrahlung verhält. Es folgen einige grundlegende Phänomene, auf welchen anschließend die Mechanismen der Elektronenheizung aufbauen, welche wiederum als Basis für die Mechanismen der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung nötig sind, womit dieses Kapitel abschließt.

2.1 Elektron im elektromagnetischen Wechselfeld

Eine ebene, linear polarisierte Welle mit Ausbreitungsrichtung entlang der z-Achse kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}) \cdot \exp[i(\omega t - kz)] \cdot \vec{e}_x \quad (2.1)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = B_0(\vec{r}) \cdot \exp[i(\omega t - kz)] \cdot \vec{e}_y. \quad (2.2)$$

Das elektrische Feld \vec{E} und die magnetische Flussdichte \vec{B} werden durch ihre Amplituden E_0 und B_0 beschrieben. Dabei steht \vec{r} für den Ortsvektor und t für die Zeit. Das Koordinatensystem wurde hier so gewählt, dass das elektrische Feld in x-Richtung und das magnetische Feld in y-Richtung liegt. Die Felder oszillieren mit der Frequenz ω in der Zeit und der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ (mit Wellenlänge λ) im Raum.

Auf ein Objekt mit der Ladung q wirkt im elektromagnetischen Feld die Lorentzkraft \vec{F} [41]:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q \cdot \vec{v} \times \vec{B}. \quad (2.3)$$

Für die Intensität I des Lasers gilt mit der Lichtgeschwindigkeit c , der elektrischen Feldkonstanten ϵ_0 und der magnetischen Feldkonstanten μ_0 [42]:

$$I = \frac{1}{2} c \epsilon_0 E_0^2 = \frac{1}{2} \frac{c}{\mu_0} B_0^2. \quad (2.4)$$

Daraus folgt

$$\epsilon_0 \mu_0 E_0^2 = B_0^2 \quad (2.5)$$

$$\frac{1}{c^2} E_0^2 = B_0^2 \quad (2.6)$$

unter Ausnutzung von $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$. Um beide Summanden der Lorentzkraft durch das elektrische Feld auszudrücken, wird Gleichung (2.3) mittels Gleichung (2.6) umgeformt zu

$$\vec{F} = q \cdot E \cdot \vec{e}_x + \frac{q}{c} \cdot \vec{v} \times E \cdot \vec{e}_y. \quad (2.7)$$

Für kleine Geschwindigkeiten $v \ll c$ kann der zweite Term gegenüber dem ersten vernachlässigt werden, sodass der Ausdruck für die Lorentzkraft zu

$$\vec{F} = q \cdot E \cdot \vec{e}_x \quad (2.8)$$

reduziert wird. Festzuhalten ist, dass das Elektron durch das oszillierende elektromagnetische Feld des Lasers eine oszillierende Kraft erfährt und somit zu einer oszillierenden Bewegung angeregt werden kann.

2.2 Herleitung der Plasmafrequenz

Während im ersten Abschnitt ein einzelnes freies Elektron im elektromagnetischen Laserfeld analysiert wurde, soll nun der Einfluss der Coulombkraft zwischen Elektronen und Ionen auf die Bewegung der Elektronen dargestellt werden. Dazu werden die Elektronen in diesem Modell als Kollektiv mit der Dichte n_e betrachtet, welches vor dem Hintergrund der statischen Ionen mit der Dichte n_i oszillieren kann. Die thermische Bewegung der Elektronen wird vernachlässigt. Auf großen Skalen sorgen die Coulomb-Kräfte zwischen Elektronen und Ionen dafür, dass das Plasma im Ganzen elektrisch neutral ist. Mit Z -fach geladenen Ionen gleichen sich die Ladungen aus, bis für die Dichten gilt:

$$\text{global: } Zn_i = n_e. \quad (2.9)$$

Dies wird als *Quasineutralität* bezeichnet. Lokal kann jedoch eine nicht verschwindende Ladungsdichte ρ auftreten:

$$\text{lokal: } \rho = e(Zn_i - n_e). \quad (2.10)$$

Durch ihre hohe Masse und damit Trägheit werden die Ionen als stationär angenommen, sodass sich alle Änderungen in der Ladungsdichte aus Änderungen der Elektronendichte ergeben. Im Folgenden wird dargestellt, wie die Elektronen auf eine kleine Dichtestörung reagieren (Ansatz angelehnt an Eliezer (2002) [43]). Als Basis dienen hierzu drei grundlegende Gleichungen: Die Kontinuitätsgleichung beschreibt, dass Änderungen in der Ladungsdichte ρ nur durch Ladungsverschiebungen zustande kommen können, was nur möglich ist, wenn die Stromdichte \vec{j} nicht örtlich konstant ist. Da die Ionen ortsfest sind, tragen nur die Elektronen zum Strom bei und es gilt $\vec{j} = -en_e\vec{v}$. Die Kontinuitätsgleichung formuliert sich damit zu:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + e\nabla n_e \vec{v} = 0 \quad (2.11)$$

Die Kraft auf die Elektronen mit der Masse m_e ergibt sich aus der Coulombkraft, resultierend aus dem elektrischen Feld \vec{E} , und führt zu einer Änderung des Elektronenimpulses und damit der Elektronengeschwindigkeit \vec{v} :

$$m_e \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e\vec{E}. \quad (2.12)$$

Das Gaußsche Gesetz beschreibt das elektrische Feld \vec{E} , welches aus der Ladungsverteilung ρ mit der elektrischen Feldkonstante ϵ_0 folgt:

$$\nabla \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (2.13)$$

Die Verknüpfung der drei Gleichungen führt zu

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} + \frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0} \rho = 0. \quad (2.14)$$

Die Differentialgleichung (2.14) entspricht der eines harmonischen Oszillators, welcher mit der *Plasmafrequenz* ω_{pe} schwingt.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.15)$$

2.3 Kritische Dichte und Skintiefe

Im vorherigen Abschnitt wurde die Reaktion der Elektronen auf die rückstellende Kraft durch die Ionen untersucht. Dieser Einfluss sorgt dafür, dass eine elektromagnetische Welle mit Frequenz ω_L und Wellenzahl k sich nicht wie im Vakuum ausbreiten kann, sondern einer Dispersionsrelation unterliegt, welche die Plasmafrequenz ω_{pe} enthält:

$$\omega_L^2 = \omega_{pe}^2 + c_{\text{Vakuum}}^2 k^2. \quad (2.16)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Wellen im Medium wird durch den Brechungsindex n des Mediums bestimmt:

$$c_{\text{Medium}} = \frac{c_{\text{Vakuum}}}{n} = \frac{\omega}{k} \quad (2.17)$$

$$n = \frac{c_{\text{Vakuum}}}{c_{\text{Medium}}} = \frac{c_{\text{Vakuum}} \cdot k}{\omega_L}. \quad (2.18)$$

Umstellen der Dispersionsrelation aus Gleichung (2.16) liefert

$$c_{\text{Vakuum}}^2 k^2 = \omega_L^2 - \omega_{pe}^2, \quad (2.19)$$

sodass der Brechungsindex lautet:

$$n = \frac{c_{\text{Vakuum}} \cdot k}{\omega_L} = \sqrt{\frac{\omega_L^2 - \omega_{pe}^2}{\omega_L^2}} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2}}. \quad (2.20)$$

Anhand von Gleichung (2.20) wird deutlich, dass für eine Plasmafrequenz oberhalb der Laserfrequenz der Brechungsindex imaginär wird. Das bedeutet, dass in diesem Fall keine Laserpropagation im Plasma möglich ist, das Plasma somit nicht transparent ist.

In der nichtrelativistischen Näherung ist die Elektronendichte die einzige nicht-konstante Größe in der Plasmafrequenz. Es gibt folglich eine Elektronendichte, *kritische Dichte* genannt, oberhalb welcher der Laser nicht in das Plasma eindringen kann. Ein solches Plasma wird als *überkritisch* bezeichnet. Ein Plasma, in dem der Laser propagieren kann, wird dagegen *unterkritisch* genannt. Im Grenzfall verschwindet der Brechungsindex und es ergibt sich

$$n = 0 \quad (2.21)$$

$$\sqrt{1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_{pe}^2}} = 0 \quad (2.22)$$

$$\omega_L^2 = \omega_{pe}^2 \quad (2.23)$$

$$\omega_L^2 = \frac{e^2 n_{\text{kritisch}}}{m_e \epsilon_0} \quad (2.24)$$

$$n_{\text{kritisch}} = \frac{\omega_L^2 m_e \epsilon_0}{e^2}. \quad (2.25)$$

Das Feld einer elektromagnetischen Welle sinkt in einem überkritischen Plasma nicht abrupt auf Null ab, sondern exponentiell. Dies wird als *evaneszente Welle* bezeichnet und in Abbildung 2.1 illustriert. Im Sonderfall eines Felds senkrecht zur Grenzfläche erfolgt der Abfall linear. Das Feld wird mit dem Faktor $\exp(-z/\delta)$ moduliert, sodass die *Skintiefe* δ die Strecke bezeichnet, nach der das Feld bis auf den Anteil $1/e$ abgefallen ist [43]:

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{\omega_{pe}^2 - \omega_L^2}}. \quad (2.26)$$

Für $\omega_{pe} < \omega_L$ ergibt sich eine imaginäre Skintiefe. Die Intensität im Plasma klingt damit nicht ab, sondern es ergibt sich wieder eine Oszillation. Im Grenzfall $\omega_{pe} = \omega_L$ wird die Skintiefe unendlich, was äquivalent zur Transparenz ist, da für den Modulierungsfaktor gilt

$$\lim_{\delta \rightarrow \infty} \exp(-z/\delta) = 1.$$

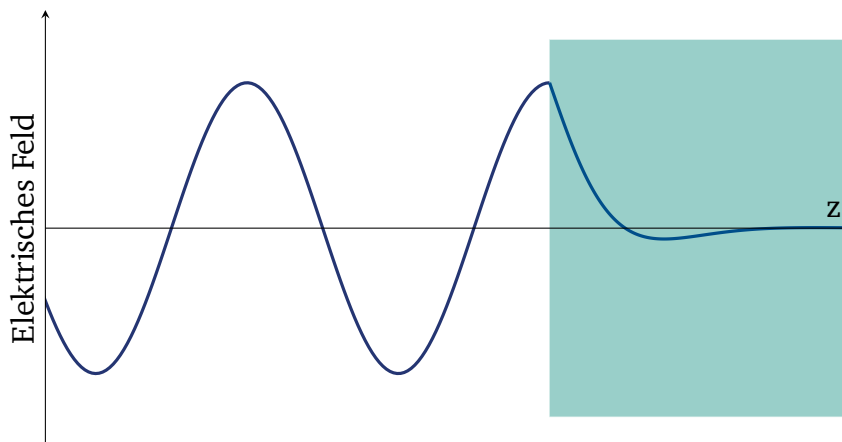


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer elektromagnetischen Welle, welche auf ein überkritisches Plasma (farbig) trifft, worin die Feldstärke exponentiell abfällt.

2.4 Relativistische Transparenz

Bei sehr hohen Laserintensitäten im Bereich von

$$10^{18} \frac{\mu\text{m}^2}{\lambda_L^2} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$$

und darüber [43], mit Laserwellenlänge λ_L , wirken starke Kräfte auf die Elektronen im Plasma, sodass diese relativistische Geschwindigkeiten erreichen können. Somit darf der Einfluss des relativistischen Gammafaktors γ und die dadurch erhöhte Trägheit nicht außer acht gelassen werden. Infolgedessen müssen die Ausdrücke für die Plasmafrequenz und die kritische Dichte angepasst werden:

$$n_{\text{kritisch}} = \frac{\omega_L^2 \gamma m_e \epsilon_0}{e^2} \quad (2.27)$$

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\gamma m_e \epsilon_0}}. \quad (2.28)$$

Bei hoher Geschwindigkeit steigt die Trägheit der Elektronen, sodass sie dem Wechselfeld nicht mehr folgen können. Dies setzt die Plasmafrequenz herab. Infolgedessen steigt die kritische Dichte, sodass bei gleicher Elektronendichte das Plasma noch nicht überkritisch ist, obwohl es bei Bestrahlung durch einen Laser niedrigerer Intensität nicht transparent wäre. Der Effekt wird *relativistische Transparenz* genannt.

2.5 Prinzipien der Elektronenheizung

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente zur Laserionenbeschleunigung wurden ultrakurze Laserpulse mit Pulslängen unterhalb von einer Pikosekunde genutzt. Auf diesen Zeitskalen kann die Ionenheizung vernachlässigt werden, sodass im Folgenden die Ionen als stationär angenommen und lediglich Mechanismen der Elektronenheizung vorgestellt werden. Bei der durch eine ebene elektromagnetische Welle getriebenen oszillierenden Bewegung eines Elektrons, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, bleibt im zeitlichen Mittel der Schwerpunkt stationär. Dadurch gewinnt das Elektron keine Energie hinzu (Woodward-Lawson-Theorem [44]). Ein Elektron kann Energie gewinnen, wenn eine Phasenverschiebung relativ zum anregenden Laserfeld entsteht oder der Schwerpunkt der Elektronenbewegung verschoben wird. Die wichtigsten zugrundeliegenden Mechanismen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

Für niedrige Intensitäten tritt insbesondere inverse Bremsstrahlung auf (Abschnitt 2.5.1), welche auf Stößen basiert. Für erhöhte Laserintensität verlieren stoßbasierte Effekte durch die sinkende Stoßrate an Bedeutung, sodass ab einer Intensität von 10^{15} W/cm^2 die Resonanzabsorption dominiert [43] (Abschnitt 2.5.2). Oberhalb von 10^{16} W/cm^2 wird die Brunel-Heizung der vorherrschende Mechanismus [45] (Abschnitt 2.5.3). Nachfolgend wird die ponderomotorische Kraft vorgestellt, welche Elektronen hin zu Orten niedrigerer Intensität verschiebt (Abschnitt 2.5.4). Die Kraft gewinnt mit steigender Laserintensität immer mehr an Bedeutung und hat für relativistische Elektronengeschwindigkeiten, also etwa ab einer Laserintensität von 10^{18} W/cm^2 , eine signifikante Komponente entlang der Laserachse. Der Abschnitt der Elektronenheizung schließt mit

der $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizung (Abschnitt 2.5.5), die oberhalb einer Intensität von 10^{18} W/cm^2 beiträgt [46], für deren Verständnis die Kenntnis der ponderomotorischen Kraft und der Brunel-Heizung wichtig ist.

Heiße Elektronen (ab 1 MeV) sind die Voraussetzung für die Mechanismen der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung, welche in Abschnitt 2.6 vorgestellt werden. Für diese Elektronenenergien sind Laserintensitäten von 10^{18} W/cm^2 und darüber nötig [9, 47].

2.5.1 Inverse Bremsstrahlung

Ein beschleunigter Ladungsträger emittiert elektromagnetische Strahlung. Diese wird *Bremsstrahlung* genannt. Der umgekehrte Prozess, dass ein Elektron Energie durch Strahlung aufnimmt und diese in kinetische Energie umsetzt, wird demzufolge als *inverse Bremsstrahlung* bezeichnet. Der Prozess kann nur stattfinden, wenn das Elektron mit einem anderen Elektron oder Ion stößt [43], sodass Impuls- und Energieerhaltung gewährleistet sind.

2.5.2 Resonanzabsorption

Trifft p-polarisiertes Laserlicht mit Einfallswinkel θ auf ein Plasma mit einem Dichtegradienten, kann es nur im Bereich geringer Dichte eindringen, wird aber an der Region der mit der Dichte $n_{\text{kritisch}} \cdot \cos^2(\theta)$ reflektiert. Das evaneszente elektrische Feld des Lasers dringt mit abnehmender Intensität weiter ein und regt am Ort der kritischen Dichte resonant Elektronen zum Schwingen an [43], da dort $\omega_L = \omega_{pe}$ gilt (vgl. Abschnitt 2.3). Die resonant erzeugte Elektronenplasmawelle wird im Plasma des Targets gedämpft. Die Energieerhaltung wird durch die Erzeugung von heißen Elektronen eingehalten.

2.5.3 Brunel-Heizung

Das Woodward-Lawson-Theorem kann umgangen werden, indem das Elektron für einen Teil eines Laserzyklus vom elektromagnetischen Wechselfeld nicht, oder nur in verminderter Feldstärke, erreicht wird. Dies ist möglich für Elektronen in deutlich überkritischer Materie in der Nähe eines starken Dichtegradienten. Der Heizmechanismus, welcher sich aus dieser Situation ergibt, wurde 1987 von F. Brunel vorgestellt [45].

Voraussetzung ist eine Komponente des elektrischen Feldes entlang des Dichtegradienten und eine Skalenlänge des Dichtegradienten im Bereich der Oszillationsbewegung des Elektrons. Damit ist das Modell nur für einen p-polarisierten Laser bei nicht-senkrechtem Einfall valide.

Im Brunel-Modell wird die Situation vereinfacht dargestellt: Das Target wird als ein Leiter mit einer Dichte deutlich oberhalb der kritischen Dichte angenommen. Der Leiter hat eine scharfe Kante zum Vakuum und der Laser fällt schräg mit p-Polarisation ein. Als Näherung wird die reflektierte Intensität gleich der einfallenden Intensität angenommen, sodass das resultierende elektrische Feld und damit die resultierende Kraft auf die Elektronen senkrecht zur Oberfläche steht. Die Situation wird in Abbildung 2.2 dargestellt.

Im Material fällt das elektrische Feld und damit die Kraft linear ab. Dies wird in Abbildung 2.3 für verschiedene Zeiten gezeigt. Die Nomenklatur ist dabei so gewählt, dass ein Elektron im Abstand z_i von der Oberfläche zum Zeitpunkt t_i gerade noch von der Kraft beeinflusst wird. Der Zeitpunkt der maximalen Feldstärke wird in der Abbildung mit t_3 bezeichnet. Zu diesem

Zeitpunkt erfahren Elektronen bis zu einer Tiefe z_3 eine Kraft. Elektronen an Orten weiter entfernt von der Grenzfläche ($z > z_3$) bleiben für alle Zeiten unbeeinflusst vom Laserfeld.

Ein Elektron am Ort $0 < z_i < z_3$ erfährt zu einer Zeit $t < t_i$ gar keine Kraft. Für Zeiten $t_i < t < t_3$ erfährt es eine ansteigende Kraft, die aber immer kleiner bleibt als $F_{\max}(z_i)$ (grüne Kurve), wobei $F_{\max}(0)$ die Amplitude der Kraft im Vakuum bezeichnet.

Ein Elektron am Ort $0 < z < z_3$ erfährt während der ersten Halbschwingung des elektrischen Feldes eine aus dem Material heraustreibende Kraft. Diese transportiert es ins Vakuum, wo das elektrische Feld nicht mehr abgeschirmt wird. Aus dem Target nachströmende Elektronen werden im Brunel-Modell vernachlässigt.

In der zweiten Halbschwingung kehrt sich die Richtung des Feldes um und das Elektron wird von der nicht mehr abgeschirmten Kraft Richtung Targetoberfläche beschleunigt. Da es während der zweiten Halbschwingung eine größere Kraft erfährt als während der ersten, bleibt netto eine Geschwindigkeit in das Target hinein. Resultierende Elektronenpfade werden in Abbildung 2.4 gezeigt.

Das Brunel-Modell ist nur für schrägen Einfall des Lasers valide. In der Realität treten jedoch zusätzliche Effekte auf, die auch bei senkrechtem Lasereinfall auf die Targetoberfläche dazu führen, dass zumindest teilweise die Fläche der kritischen Dichte nicht parallel zur Wellenfront ist.

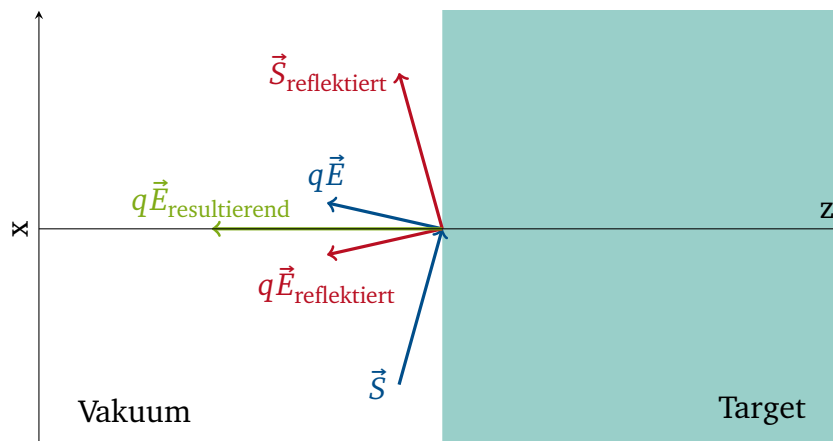


Abbildung 2.2: Der Laserstrahl (Ausbreitungsrichtung durch den Poyntingvektor \vec{S} dargestellt) wird an der Oberfläche reflektiert. Die elektrischen Felder des einfallenden und des reflektierten Strahls sind im Brunel-Modell gleich und addieren sich zu einem resultierenden elektrischen Feld, welches senkrecht auf der Oberfläche steht. Die Kraft auf die Elektronen, die sich aus Ladung und elektrischem Feld ergibt, steht dementsprechend ebenfalls senkrecht auf der Oberfläche.

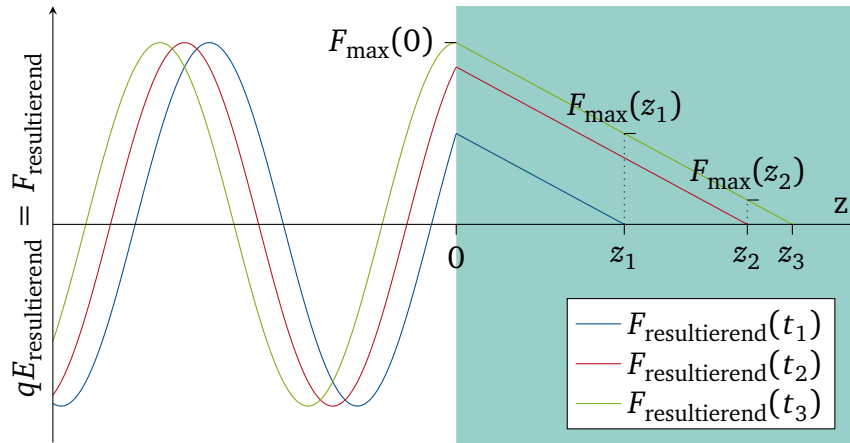


Abbildung 2.3: Das resultierende elektrische Feld aus Abbildung 2.2 ist äquivalent zu einer Kraft $F_{\text{resultierend}}$ auf die Elektronen, die hier für verschiedene Zeiten dargestellt wird. Positives Vorzeichen steht dabei für eine Kraft, welche das Elektron aus dem Material herauszieht. Zum Zeitpunkt t_3 wird die maximale elektrische Feldstärke und damit maximale Kraft für alle Orte $0 < z < z_3$ erreicht. Elektronen an Orten $z > z_3$ bleiben für alle Zeiten vom elektrischen Feld unbeeinflusst.

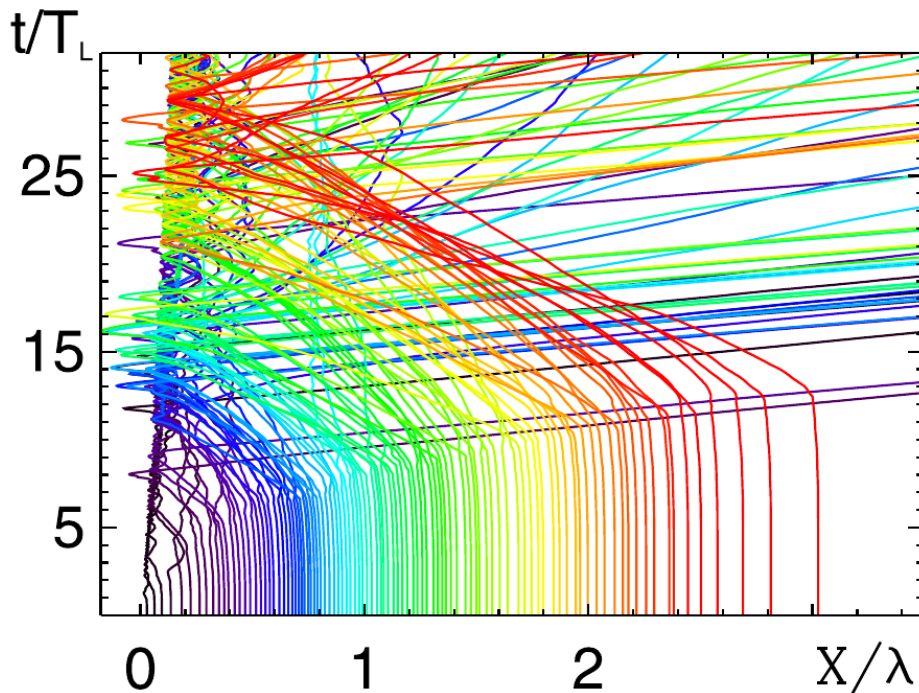


Abbildung 2.4: Die Grafik zeigt die aus einer numerischen Simulation des Brunel-Modells resultierenden Elektronenpfade für Elektronen, deren Gesamtenergie größer wird als die Oszillationsenergie im elektromagnetischen Wechselfeld des Lasers. Jede Linie steht für ein Elektron. Auf der x-Achse ist der Ort als Abstand von der Targetoberfläche in Einheiten der Laserwellenlänge dargestellt. Die y-Achse zeigt die zeitliche Entwicklung in Einheiten der Periodendauer der Laserschwingung. Grafik nach Liseykina et al. (2015) [48].

2.5.4 Ponderomotorische Kraft

Befindet sich ein Elektron in einem elektromagnetischen Wechselfeld mit Ortsgradienten, kann das Elektron im zeitlichen Mittel Energie gewinnen. Führt die Auslenkung aus der Ruhelage das Elektron in ein Gebiet niedrigerer Amplitude, ist die rücktreibende Kraft durch die Coulombkraft des Ions geringer als die auslenkende Kraft in der ersten Hälfte der Oszillation. Im zeitlichen Mittel wird der Schwerpunkt der Bewegung des Elektrons in Richtung niedrigerer Amplituden verschoben, was in Abbildung 2.5 illustriert wird. Die zeitlich gemittelte Kraft wird als *ponderomotorische Kraft* bezeichnet. Aufgrund des Wirkmechanismus ist die Richtung der Kraft unabhängig vom Vorzeichen der Ladung des Teilchens.

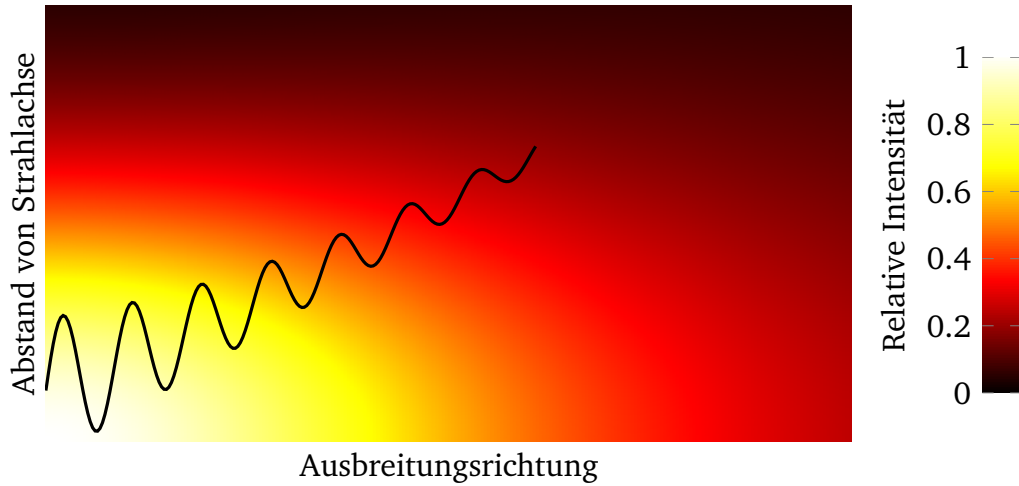


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Wegs eines Elektrons, welches durch die ponderomotorische Kraft in einem Gaußschen Laserstrahl in Richtung niedrigerer Intensität verschoben wird. Die ortsabhängige Intensität, skaliert auf das Maximum, wird mittels Farbskala dargestellt.

Die aus der Lorentzkraft in Gleichung (2.3) folgende Bewegungsgleichung des Elektrons im nichtrelativistischen Fall, in dem der Einfluss des Magnetfelds vernachlässigt werden kann, lautet

$$m_e \dot{\vec{v}} = -e \vec{E}_0 \cos(\omega t). \quad (2.29)$$

Für ein elektrisches Feld, das sich örtlich nur wenig ändert (gemessen an den Skalen der Elektronenbewegung), ist eine Taylorentwicklung zulässig. Somit wird eine örtlich veränderliche Amplitude dargestellt als:

$$\vec{E}_0 = \vec{E}_0(\vec{r} = 0) + \vec{r}_1 \cdot (\nabla \vec{E}_0)(\vec{r} = 0). \quad (2.30)$$

Diese wird in die Bewegungsgleichung eingearbeitet (angelehnt an Piel (2010) [41]) und mit zeitlicher Mittlung über eine Periode bleibt

$$m_e \langle \dot{\vec{v}} \rangle = \vec{F}_p = -\frac{e^2}{4m_e \omega^2} \nabla [\vec{E}_0]^2 \propto -\nabla I. \quad (2.31)$$

Die Kraft verschiebt das Elektron in Richtung der niedrigeren Feldstärke \vec{E}_0 bzw. niedrigeren Intensität I .

Für relativistische Geschwindigkeiten kann der Einfluss des magnetischen Feldes nicht mehr vernachlässigt werden und die ponderomotorische Kraft wirkt auch schon für eine ebene Welle signifikant entlang der Laserachse und nicht nur senkrecht dazu [49].

2.5.5 $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizung

Für stark relativistische Elektronen dominiert der magnetische Anteil der Lorentzkraft den elektrischen. Dies wurde bereits in Abschnitt 2.1 diskutiert. Somit ist $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizung verwandt mit der ponderomotorischen Kraft insofern, als dass der zeitliche Mittelwert sich zur ponderomotorischen Kraft ergibt. Gleichzeitig tritt aber noch eine mit $2\omega_L$ oszillierende Komponente auf [46, 50]. Die $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kraft hat eine starke Komponente entlang der Laserausbreitungsrichtung. Dadurch kann eine Elektronenbeschleunigung analog zur Brunel-Heizung entstehen.

Durch das Kreuzprodukt tritt der Effekt im Gegensatz zur Brunel-Heizung auch für senkrechten Lasereinfall oder s-Polarisation auf, verschwindet aber für zirkulare Polarisation.

2.6 Zwei Prinzipien der Laserionenbeschleunigung

In den vorangegangenen Abschnitten wurde die Bewegung von Elektronen im Laserfeld behandelt. Das elektrische Feld heutiger Hochleistungslaser ist nicht groß genug, um die schweren Ionen direkt zu beschleunigen, sodass die Beschleunigung nur indirekt über die Elektronen geschehen kann. Dies wird durch eine Überschlagsrechnung deutlich:

Die maximal erreichbare Geschwindigkeit eines Protons im elektromagnetischen Wechselfeld des Lasers ist

$$v_{\max} = \frac{e}{m_p \omega} E_0. \quad (2.32)$$

Das elektrische Feld lässt sich mit der Laserintensität verknüpfen, wie schon in Gleichung (2.4) gezeigt, und mit der nichtrelativistischen kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = m_p v^2/2$ ergibt sich

$$I = E_{\text{kin}} \cdot \frac{m_p \omega^2 c \epsilon_0}{e^2}. \quad (2.33)$$

Um ein Proton in dieser Näherung auf eine Energie von 50 MeV zu beschleunigen, wäre eine Laserintensität von $5 \cdot 10^{23} \text{ W/cm}^2$ bei einer Laserwellenlänge von $1 \mu\text{m}$ nötig. Heutige Lasersysteme erreichen aber nur maximale Intensitäten im Bereich von 10^{21} W/cm^2 [3–6]. Infolgedessen können Ionen nur indirekt über die Kopplung an Elektronen beschleunigt werden. Im Laufe der Zeit wurden verschiedene Beschleunigungsmechanismen untersucht und vorgestellt. Zwei davon sollen im Folgenden dargestellt werden.

2.6.1 Target Normal Sheath Acceleration

Der Mechanismus der *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA) beruht auf der Beschleunigung der Ionen in einem elektrischen Feld, welches über Ladungsseparation aufgebaut wird, indem Elektronen und Ionen räumlich getrennt werden. Entsprechende Experimente wurden erstmals von Snavely et al. (2000) [8], Hatchett et al. (2000) [7] und anderen vorgestellt. Der Mechanismus wurde von Wilks et al. (2001) [9] theoretisch beschrieben. Es konnten im Experiment bisher Protonenenergien von knapp unter 100 MeV erreicht werden [51, 52].

Der Mechanismus wird in vier Schritten vorgestellt und in Abbildung 2.6 illustriert.

Schritt a

Trifft der Laser auf ein Target, wird auf der Vorderseite ein sogenanntes *Vorplasma* erzeugt. Im Vorplasma interagieren die Elektronen mit der elektromagnetischen Strahlung. Der Laser kann jedoch nur bis zur kritischen Dichte eindringen, der Hauptteil des Targets bleibt überkritisch und damit opak.

Schritt b

Im Vorplasma geheizte Elektronen propagieren durch das Target, bis sie sich als Schicht an der Rückseite sammeln. Dazu müssen die Elektronen eine ausreichende Energie von 1 bis 10 MeV haben [9]. Mit dieser Energie werden sie *heiße Elektronen* genannt. Lediglich Elektronen welche durch ihre höhere kinetische Energie den aus der Ladungstrennung an der Targetrückseite resultierenden Potentialunterschied überwinden können, verlassen das Target direkt nach hinten, alle anderen verbleiben. Aufgrund von Stößen mit dem Targetmaterial weitet sich der Elektronenstrahl auf [53, 54]. Gleichzeitig mit denen Richtung Targetrückseite strömenden heißen Elektronen bildet sich ein Ausgleichsstrom aus einer großen Anzahl kalter Elektronen aus dem Targetmaterial aus [55]. Damit werden die Elektronen, welche die Targetvorderseite verlassen haben, ersetzt, im Folgenden ebenfalls geheizt und damit Richtung Targetrückseite beschleunigt, wo sie radial wegströmen [56]. Somit stellt sich temporär ein Gleichgewicht ein, dass die auf der Rückseite liegende Elektronenschicht (engl. *sheath*) aufrechterhält.

Schritt c

Das aus der Ladungstrennung resultierende elektrische Feld erreicht Feldstärken im Bereich von TV/m [7, 9] und ist senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet. Atome an der Oberfläche werden feldionisiert und die Ionen in diesem Feld beschleunigt. Sie verlassen das Target senkrecht zur Targetoberfläche, was dem Mechanismus seinen Namen gibt. Im Ionenstrahl sind auch Elektronen enthalten.

Für das Funktionieren des TNSA-Mechanismus ist es wichtig, dass der Laserpuls kurz und intensiv genug ist, damit die Heizung der Elektronen und der Aufbau der Elektronenschicht ablaufen kann, bevor die Rückseite des Targets durch die Schockwelle gestört wird, welche der Laserpuls über den Ablationsdruck des Vorplasmas an der Vorderseite des Targets erzeugt. Diese Anforderung ergibt sich daraus, dass die Elektronenschicht und damit die Ladungstrennung aus einem scharfen Dichteabfall von Festkörperdichte zu Vakuum an der rückseitigen Oberfläche des Targets resultiert. Die erforderliche Laserpulslänge liegt unterhalb von einer Pikosekunde (10^{-12} Sek.) und bei einer Laserintensität von 10^{18} W/cm² und darüber [9, 47].

Für TNSA geeignete Targets müssen dick genug sein, damit die Rückseite nicht schon durch einen Vorpuls des Laserpulses gestört oder gar das ganze Target zerstört wird. Gleichzeitig muss das Target dünn genug sein, damit eine ausreichende Zahl Elektronen die Rückseite erreicht. Typischerweise resultiert aus diesen Anforderungen eine Targetdicke von bis zu einhundert Mikrometern bis hinunter zu einigen hundert Nanometern, exemplarisch sei hier auf die Übersichtspublikation Daido et al. (2012) [57] verwiesen.

Im Ionenstrahl treten für alle Targetmaterialien vorwiegend Protonen auf, was daraus resultiert, dass vorrangig Ionen von den oberen Atomlagen der Rückseite beschleunigt werden, da dort das elektrische Feld am stärksten ist. Jeder Feststoff akkumuliert eine dünne Lage Kontaminationsmoleküle aus der Umgebung. Diese sind vorwiegend Wasser und Kohlenwasserstoffe, also protonenreich, was die Spezies im Ionenstrahl bestimmt. Der Effekt wird in Abschnitt 3.2 weiter diskutiert.

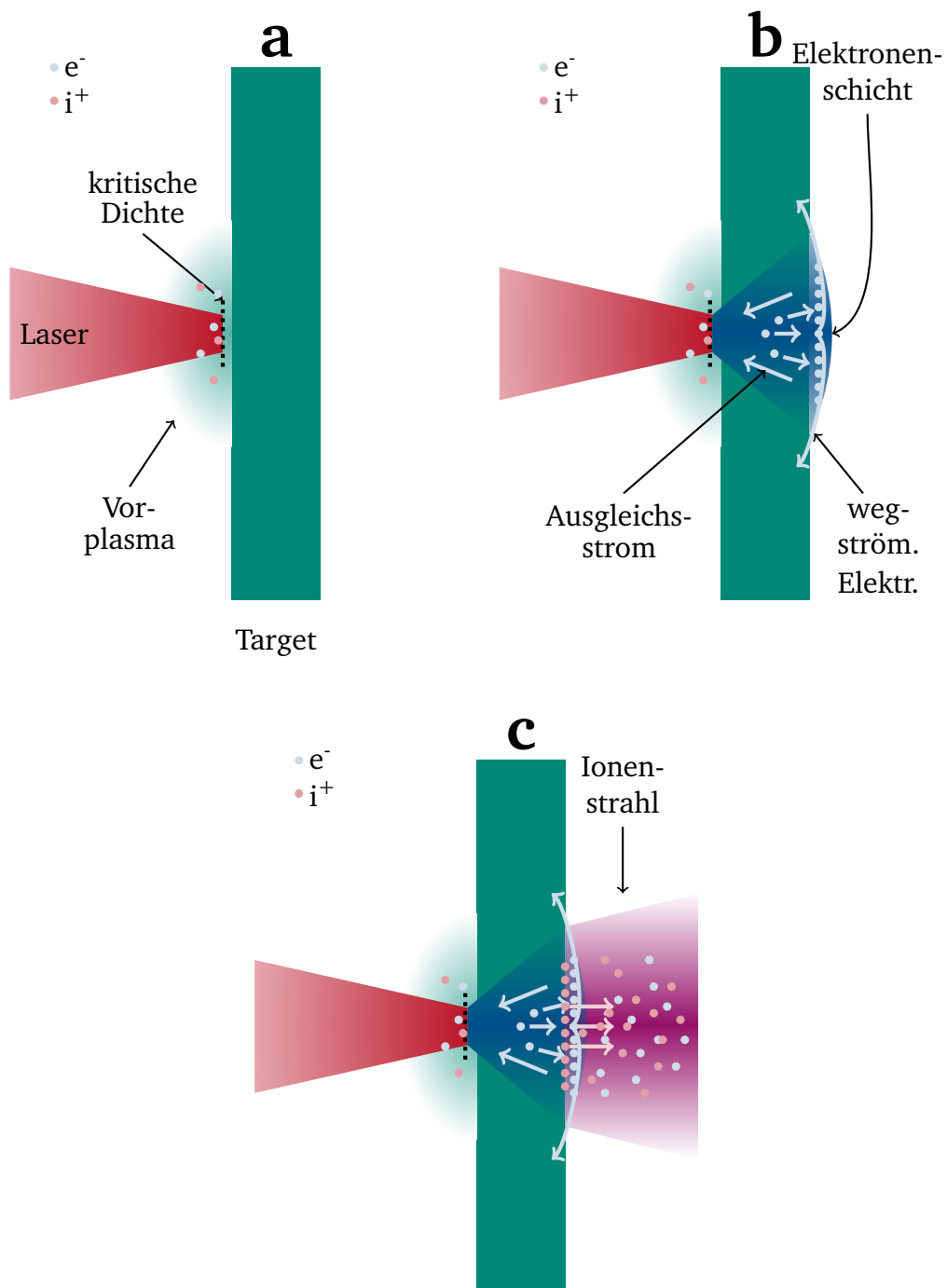


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des TNSA-Beschleunigungsmechanismus. Die einzelnen Schritte werden auf der vorherigen Seite in Abschnitt 2.6.1 beschrieben.

2.6.2 Laser-Breakout Afterburner

Ist die Laserintensität hoch genug, dass das Target relativistisch transparent wird (siehe Abschnitt 2.4), können nicht nur die Elektronen an der Vorderseite des Targets mit dem Laser interagieren, sondern Elektronen aus dem gesamten bestrahlten Volumen. Damit verändert sich der Beschleunigungsmechanismus.

Von Yin et al. (2006) [10] wurde ein auf relativistischer Transparenz beruhender Beschleunigungsmechanismus namens *Laser Breakout Afterburner* (BOA) vorgeschlagen. Dieser lässt Ionenenergien von mehreren hundert MeV/u erwarten, was deutlich über dem liegt, was durch TNSA erreicht werden konnte [11].

Der Ablauf des BOA-Mechanismus ist in drei Phasen unterteilbar, welche im Folgenden beschrieben und in Abbildung 2.7 illustriert werden:

Schritt a – TNSA

Die erste Phase läuft analog zum TNSA-Prozess ab. Das Target ist überkritisch und es werden Elektronen geheizt.

Schritt b – Enhanced TNSA

In der zweiten Phase sorgen drei Phänomene für eine Verringerung der Elektronendichte: In der TNSA-Phase wurden Elektronen auf die Rückseite des Targets verschoben. Des Weiteren expandiert das Target und Elektronen werden durch die ponderomotorische Kraft aus dem Laserfokus herausgeschoben. Die Herabsetzung der Elektronendichte erhöht die Skintiefe. In Kombination mit der relativistischen Elektronengeschwindigkeit durch hohe Laserintensität wird der Bereich unterkritisch. Damit werden Elektronen im gesamten Targetvolumen vom Laser geheizt.

Schritt c – Ionenbeschleunigung

In der dritten Phase findet die Ionenbeschleunigung statt. Es wird Energie von den Elektronen auf die Ionen übertragen, während die Elektronen durch den Laser weiter geheizt werden. Der Mechanismus des Energieübertrags von den Elektronen auf die Ionen ist noch nicht abschließend identifiziert. Yin et al. (2006) [10] und Albright et al. (2007) [58] schlagen dafür die Buneman-Instabilität vor, welche ein elektrisches Feld zwischen den beiden Teilchenspezies unterschiedlicher Geschwindigkeiten aufbaut.

Im Ionenstrahl sind auch Elektronen enthalten.

Während beim TNSA-Mechanismus das beschleunigende Feld und damit die resultierende Ionenstrahlrichtung senkrecht zur Targetoberfläche sind, wird für den BOA-Mechanismus ein Ionenstrahl in Laserstrahlrichtung vorhergesagt [59, 60].

Ein weiteres signifikantes Unterscheidungsmerkmal der beiden Mechanismen ist, dass bei TNSA vor allem Oberflächenionen beschleunigt werden, was durch die Kontaminationslagen targetmaterialunabhängig in einem Protonenstrahl resultiert, während bei BOA durch die relativistische Transparenz volumetrische Beschleunigung stattfindet. Es werden somit auch Ionen aus dem Targetinneren beschleunigt [61].

Der Mechanismus stellt hohe Anforderungen an das Target und den Laser. Während TNSA ab einer Laserintensität von ca. 10^{18} W/cm² möglich ist [9, 47], sind für die relativistische Transparenz des Plasmas jedoch etwa 10^{21} W/cm² [10] erforderlich. Der BOA-Mechanismus ist am effektivsten,

wenn der Zeitraum, in dem das Target relativistisch transparent ist, möglichst lange mit der Dauer des Hauptpulses überlappt [62]. Damit das Target schnell relativistisch transparent wird, muss es sehr dünn sein (bis einige hundert Nanometer). Bei einem Target mit zu geringer Dicke setzt die klassische Transparenz jedoch zu früh ein, der Zeitraum der relativistischen Transparenz ist schon vorbei und die Elektronendichte durch Expansion des Plasmas zu gering, wenn der Hauptpuls eintrifft. Ist das Target zu dick, wird die relativistische Transparenz nie erreicht, sodass andere Beschleunigungsprozesse wie TNSA dominieren.

Gleichzeitig muss sichergestellt werden, dass das Target nicht vor Ankunft des Hauptlaserpulses schon zerstört wird, also die Laserintensität vor dem Hauptpuls gering genug ist. Um das zu gewährleisten, muss die Intensität des Laser vor dem Hauptpuls gering gehalten werden, was gleichbedeutend mit einem hohen Kontrast des Lasersystems ist. Die Größe *Kontrast* ist definiert durch das Verhältnis zwischen Intensität des Hauptpulses eines Lasers und Intensität zu einem Zeitpunkt davor.

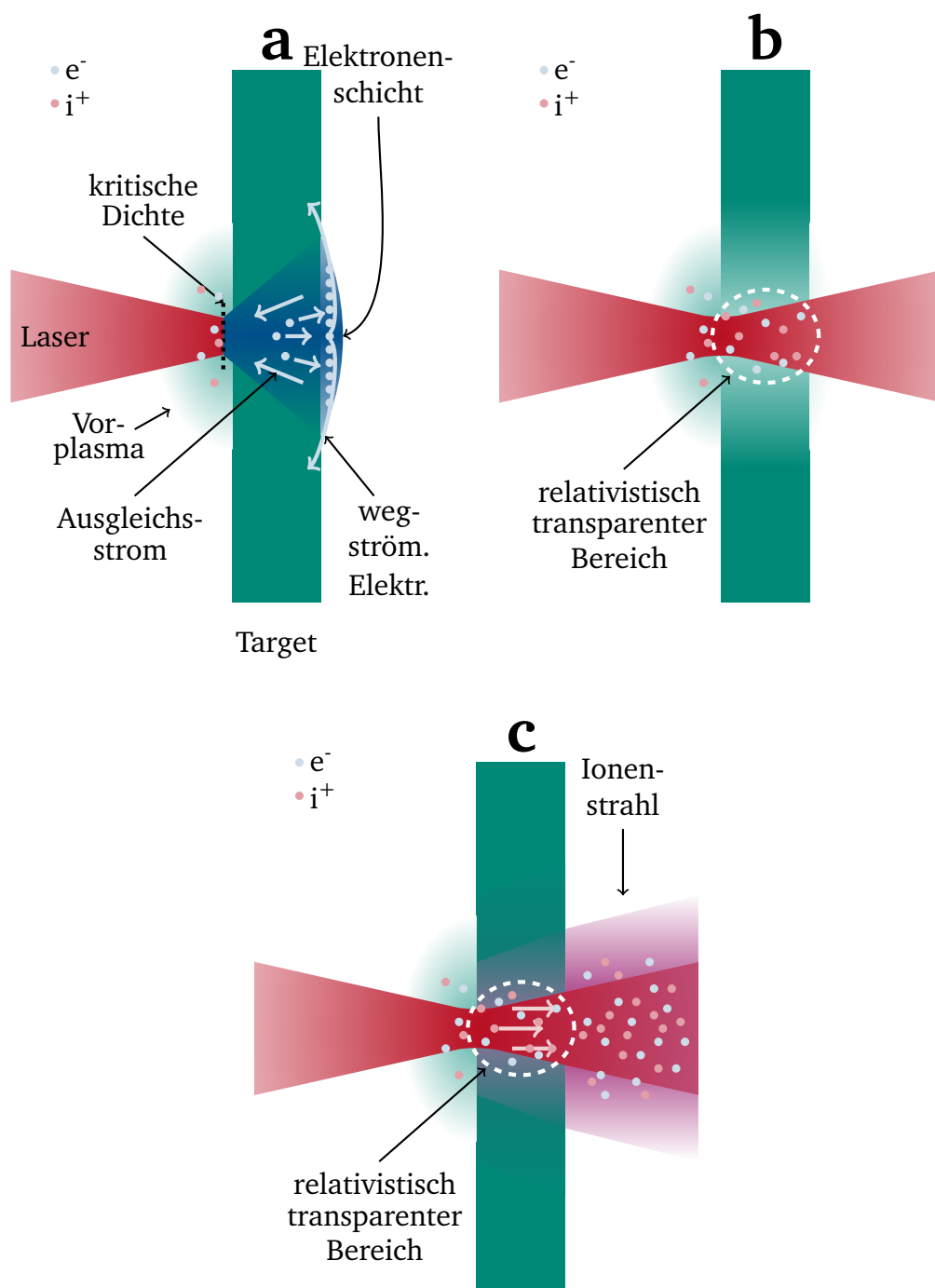


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des BOA-Beschleunigungsmechanismus. Die einzelnen Schritte werden auf den vorherigen Seiten in Abschnitt 2.6.2 beschrieben.



3 Gase als Feststofftargets

Für die Erforschung der lasergetriebenen Ionenbeschleunigung wurden schon Targets vieler verschiedener Materialien und Geometrien verwendet. Im Allgemeinen werden Feststofftargets genutzt, oft in flacher Foliengeometrie. Diese sind stabil unter Atmosphärendruck und Raumtemperatur sowie nicht flüchtig im Vakuum. Sie können dadurch im Vorfeld produziert und charakterisiert werden und dann zum Zeitpunkt des Experiments in der Vakuumkammer platziert werden, wo sie beliebig lange verbleiben können. Der Nachteil von Feststofftargets sind die Rückstände nach der Laser-Target-Interaktion. Die als Festkörper verbleibenden Fragmente werden auf hohe Geschwindigkeiten (im Bereich von km/s) beschleunigt und können die empfindlichen Optiken, wie zum Beispiel die Fokussierparabel, oder Diagnostiken in der Nähe des Targets beschädigen [63]. Außerdem kann sich verdampftes Material auf optischen Oberflächen ablagern und sie so mit der Zeit schädigen oder unbrauchbar machen. Die beiden Phänomene werden unter dem Begriff *Debris* zusammengefasst, wobei manchmal noch dahingehend differenziert wird, dass feste Teile als *Schrapnell* bezeichnet werden und nur die verdampften als *Debris* [64]. Ein konzeptionell völlig anderer Targettyp sind Gasjettargets, welche Materialien als Target verfügbar machen, die unter Standardbedingungen nicht als Feststoff vorliegen. Jedoch können Gasjets das Material nicht in Festkörperdichte verfügbar machen, was in Abbildung 3.1 illustriert wird. Die Prinzipien der Laserionenbeschleunigung, wie sie in Abschnitt 2.6.1 vorgestellt wurden, funktionieren dadurch suboptimal, da die Voraussetzungen in Form von überkritischem Targetmaterial und eines scharfen Dichtegradienten nur bedingt erfüllt sind.

Ein Weg zu einem überkritischen Gastarget ist die Nutzung eines Lasers mit höherer Wellenlänge, sodass die kritische Dichte über der Targetdichte liegt [65]. Die heutigen Petawatt-Hochleistungslaser haben jedoch alle Wellenlängen im Bereich von gut 1 μm und darunter. Der große Vorteil der Gasjettargets ist, dass bei diesem Targettyp das Debris-Problem entfällt, da die Rückstände nicht als Feststoff vorliegen und sich somit nicht auf den Oberflächen ablagern.

Die Erzeugung des Targets in situ in der Vakuumkammer steht im Kontrast zu konventionellen Targets. Mit Gasjettargets können auch hochrepetierende Lasersysteme mit Repetitionsraten im Hertz-Bereich bedient werden. Mit konventionellen Targets ist dies nur sehr begrenzt möglich, da keine beliebig große Anzahl an Targets in der Vakuumkammer vorgehalten werden und dann motorisiert in den Laserfokus gebracht werden kann. Weitere Details zum Problem der Targetversorgung von hochrepetierenden Lasersystem finden sich zum Beispiel in der Veröffentlichung von Prencipe et al. (2017) [66].

Kryogene Targets stellen Stoffe, die unter Standardbedingungen als Gase vorliegen, als Festkörper bereit und machen sie damit als Targets für die Laserionenbeschleunigung, für Energieverlustexperimente [21], ionenbasierte Fusionszündung [22] oder für die Untersuchung der Zustandsgleichung verfügbar [23]. Sie vereinen die hohe Dichte mit der Debrisfreiheit.

Im Hinblick auf Wasserstoff und Deuterium als feste Targetmaterialien sei auch erwähnt, dass diese beiden Stoffe eine für einen Feststoff geringe Dichte haben, was in Abbildung 3.1 gezeigt wird. Dadurch wird die relativistische Transparenz schon bei niedrigerer Laserintensität erreicht, was für den BOA-Beschleunigungsmechanismus wichtig ist [36]. Der Mechanismus wird in Abschnitt 2.6.2 genauer besprochen.

In Hinsicht auf Targetbereitstellung für hochrepetierende Lasersysteme sind kryogene Targets eine vielversprechende Möglichkeit: Das Debrisproblem entfällt, welches bei hohen Repetitionsraten besonders drängend ist. Die in situ-Produktion erlaubt (für manche kryogene Targettypen) eine kontinuierliche und fast unbegrenzte Bereitstellung von Targets. Während diese zwei Aspekte auch von Gasjettargets erfüllt werden, liegen kryogene Targets zusätzlich unter hoher Dichte vor.

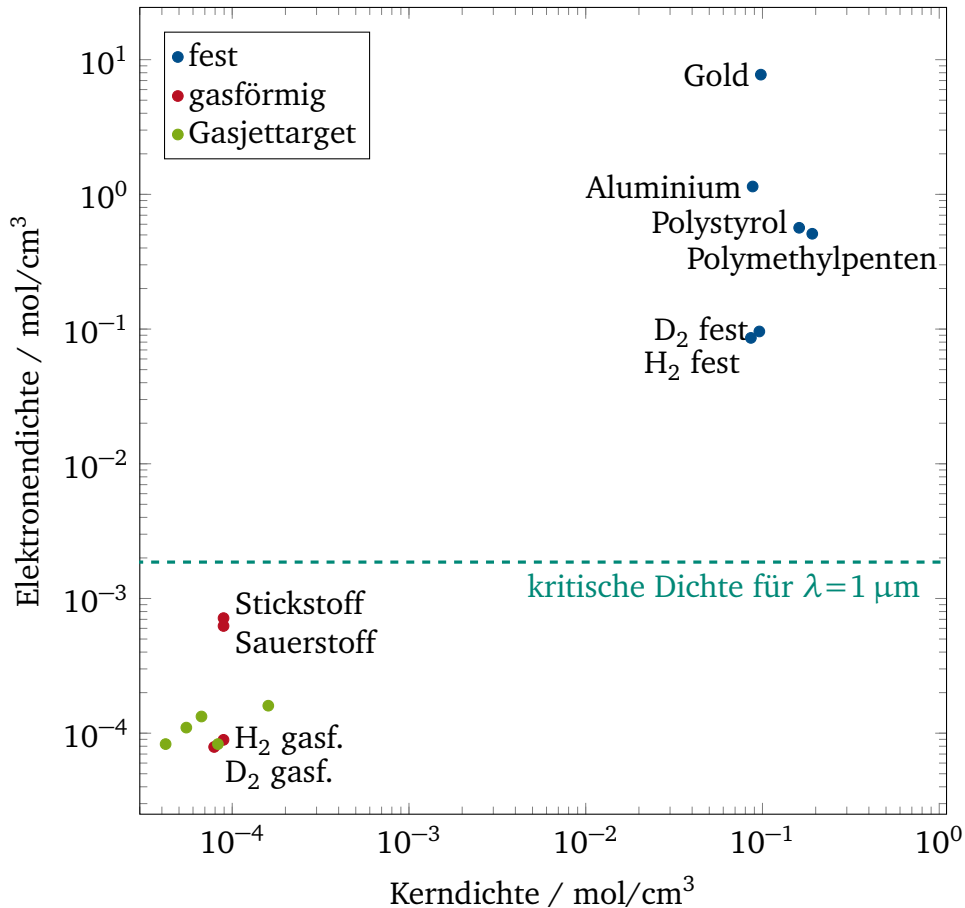


Abbildung 3.1: Kern- und Elektronendichten verschiedener Stoffe für Standardbedingungen [67–72], ausgenommen die kryogenen Feststoffe; Molmassen zur Umrechnung von Massen- in Anzahldichte vom National Institute of Standards and Technology [73]; Daten für kryogene Feststoffe am Tripelpunkt von Souers (1986) [28]. Im Vergleich dazu die kritische Dichte für Laserstrahlung mit einer Wellenlänge von 1 μm und die Dichten einiger Gasjettargets mit Wasserstoff, Deuterium oder Helium [19, 74–76]. Wurde in der Veröffentlichung ein Dichtenbereich genannt, wurde hier das Maximum eingetragen.

Die Nutzung der verschiedenen Typen von kryogenen Targets mit hoher Repetitionsrate wird in Abschnitt 7 diskutiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden kryogene Targets aus Wasserstoff, Deuterium und Methan hergestellt, wobei der Fokus auf Deuterium lag, da dieser Stoff auch zur Targeterstellung für die Experimente zur Laserionenbeschleunigung genutzt wurde. Die Experimente werden in Kapitel 10 vorgestellt. Im Folgenden werden die Vor- und Nachteile dieser Stoffe vorgestellt.

3.1 Nomenklatur

In dieser Arbeit wird das Isotop ^1H als *Wasserstoff* bezeichnet, während für das Isotop ^2H der eigenständige Namen *Deuterium* genutzt wird. Wird ein Sammelbegriff benötigt, wird die Bezeichnung *Element Wasserstoff* verwendet.

3.2 Wasserstoff als Targetmaterial

Wasserstoff ist das leichteste Element. Mit einem Atomkern, der nur aus einem Proton besteht, ist das Ion des Isotops ^1H das einzige Ion mit einem Verhältnis von Ladung zu Masse von 1:1 in Einheiten einer Elementarladung pro Nukleonenmasse. Eine Übersicht für verschiedene Ionen wird in Abbildung 3.2 gegeben. Ein reines Wasserstofftarget ist für die lasergetriebene Ionenbeschleunigung die einzig mögliche pure Protonenquelle.

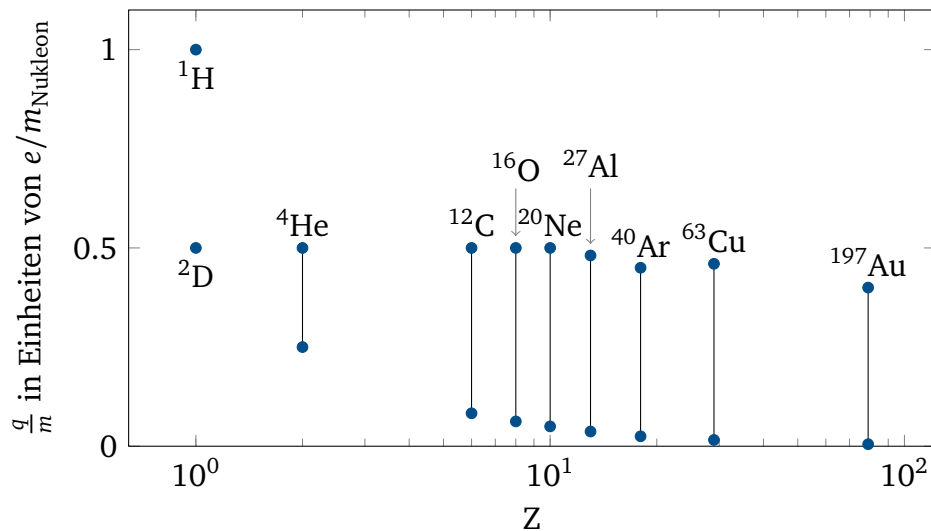


Abbildung 3.2: Das Verhältnis zwischen Masse und Ladung q/m einiger Ionen in Einheiten von Elementarladung pro Nukleonenmasse, sortiert nach Protonenzahl Z . Es wird das jeweils häufigste Isotop des Elements einmal einfach ionisiert und einmal vollionisiert dargestellt [77], die Extrema für jedes Isotop sind mit einer Geraden verbunden. Wasserstoff ist das einzige Isotop mit einem Verhältnis von 1:1. Die leichten Elemente haben ein Verhältnis von 1:2 für Vollionisation, während dieses Verhältnis für die schweren Elemente aufgrund der hohen Neutronenzahl noch niedriger ist.

Wird für den TNSA-Beschleunigungsprozess, welcher in Abschnitt 2.6.1 vorgestellt wurde, die Näherung eines quasistatischen elektrischen Feldes genutzt, in welchem die Ionen beschleunigt werden, erhalten sie alle die gleiche kinetische Energie. Nach Durchlaufen einer Beschleunigungsstrecke der Gesamtspannung U hat jedes Teilchen der Ladung q die kinetische Energie $E_{\text{kin}} = qU$ aufgenommen. Damit ergeben sich für die Geschwindigkeiten

$$\frac{1}{2}m_{\text{ion}}v^2 = qU \quad (3.1)$$

$$v \propto \sqrt{\frac{q}{m_{\text{ion}}}}. \quad (3.2)$$

Bei Nutzung eines gemischten Targets sind die Protonen somit schneller als alle anderen Ionensorten, wodurch sie das elektrische Feld für die anderen Ionen teilweise abschirmen, was die nutzbare Beschleunigungsspannung und damit die maximal mögliche kinetische Energie für schwerere Ionen herabsetzt [78]. Wenn das Ziel die Beschleunigung einer schwereren Ionensorte ist, ist es eine Möglichkeit, die Kontaminationsschicht zu entfernen, um Anzahl und Energie der schweren Ionen im Ionenstrahl zu erhöhen [13, 79]. Die Rolle der Kontaminationsschicht wird auch in Abschnitt 2.6.1 angesprochen.

Die Situation stellt sich für Beschleunigung über den BOA-Mechanismus, welcher in Abschnitt 2.6.2 erläutert wird, anders dar: Es werden nicht nur allgemein höhere Energien für Protonen und schwerere Ionen vorausgesagt [11, 12, 22, 24, 61, 80], sondern sogar gleiche Maximalgeschwindigkeit unabhängig von der Ionensorte, was äquivalent zu gleicher Energie pro Masse für alle Ionensorten ist [11, 24]. Hegelich et al. (2013) [24] stellen vor, dass jedoch bei einem gemischten Target das größte elektrische Feld zwischen den Elektronen und den Ionen mit der größten Gesamtladung aufgebaut wird und mit ihnen mitbewegt wird. Als Konsequenz daraus folgern sie und auch andere Autoren [29, 81], dass die am höchsten geladenen und damit auch schwersten Ionen limitierend sind. Damit wäre für das Ziel eines hochenergetischen Protonenstrahls ein reines Target geeigneter als ein gemischtes wie ein Kohlenwasserstofftarget. Die höchsten Energien wären demnach für ein reines Wasserstofftarget zu erwarten.

Auch für andere Beschleunigungsmodelle werden Effekte vorgeschlagen, die dafür sorgen könnten, dass schwerere Ionen die erreichbare Energie herabsetzen [82].

3.3 Deuterium als Targetmaterial

Das Deuteriumion (auch *Deuteron* genannt) hat, wie viele andere Ionen, ein Verhältnis von Ladung zu Masse von 1:2. Trotzdem kann es eine interessante Möglichkeit für kryogene Targets sein.

Durch das von Wasserstoff verschiedene Verhältnis von Ladung zu Masse sind Deuteronen von Protonen in Ionenspektrometern wie Thomson-Parabeln gut zu unterscheiden. Es ist sogar möglich Deuteriumionen in Anwesenheit anderer schwererer Ionen mit dem gleichen Verhältnis von Ladung zu Masse von 1:2 zu identifizieren. Dies wird in Abschnitt 10.2 beschrieben.

Die Unterscheidung bedeutet, dass festgestellt werden kann, ob Ionen aus dem Targetmaterial stammen oder von Kontaminationen durch Restgas in der Targetkammer (Wasser oder Kohlenwasserstoffe), welche sich auf der Oberfläche absetzen. Umgekehrt kann untersucht werden, unter welchen Bedingungen es gelingt ein kontaminationsfreies Target zu erzeugen, was sich dann für Anwendungen nutzen lässt, bei denen ein purer Ionenstrahl gewünscht ist [36, 83].

Des Weiteren liegt die Tripelpunkttemperatur von Deuterium mit 18,7 K [28] oberhalb von der von Wasserstoff bei 14,0 K, was in Abbildung 6.1 visualisiert wird, sodass die Anforderungen an die Kühlung etwas geringer sind, bzw. mehr Wärmeeintrag durch thermische Strahlung und Wärmebrücken toleriert werden kann.

Für Anwendungen wie die lasergetriebene Erzeugung von Neutronenstrahlen wird ein Deuteronenstrahl gewünscht [25, 26]. Ein kryogenes Deuteriumtarget stellt eine reine Deuteronenquelle dar [27]. Mittels eines Konvertermaterials [74] wie Beryllium oder Lithium können aus dem Deuteronenstrahl über Kernreaktionen Neutronen, mit erhöhter Effizienz im Vergleich zu Protonen, erzeugt werden. Die Prozesse der *pre-equilibrium emission* [84] und des *Deuteronen breakup* [85, 86] erzeugen sogar einen gerichteten Neutronenstrahl, während die Neutronen, welche durch Gleichgewichts-Kernreaktionen erzeugt werden, isotrop emittiert werden.

3.4 Methan als Targetmaterial

Methan (CH_4) ist ein Gas, dessen Tripelpunkttemperatur bei 91 K [87] liegt und somit deutlich höher als die der Wasserstoffisotope. Kryogene Methantargets können als debrisfreie (allerdings nicht reine) Protonenquelle dienen. Genauso ist Methan in vollständig deuterierter Version erhältlich, sodass eine debrisfreie Deuteronenquelle damit möglich ist. Aufgrund der deutlich höheren Tripelpunkttemperatur im Vergleich zu den oben genannten Stoffen ist Methan geeignet für erste Tests oder für ein System, dessen niedrigste erreichbare Temperatur nicht ausreicht, um Wasserstoff oder Deuterium zu verfestigen.



4 Kühlmethoden

In diesem Kapitel soll zunächst eine Einordnung geschaffen werden, welche Temperaturbereiche erreicht werden müssen, um kryogene Targets herzustellen. Danach werden die zugrundeliegenden Prinzipien der Kühlung mit einem Arbeitsgas vorgestellt, gefolgt von den Arbeitsmechanismen von zwei Typen von Tieftemperaturkühlern.

4.1 Rahmenbedingungen

Leichte Moleküle wie Wasserstoff und Deuterium haben eine sehr niedrige Tripelpunkttemperatur, sodass für die Verfestigung Temperaturen unterhalb 20 K erreicht werden müssen. Genauer wird dies in der Einleitung des Kapitels 6 diskutiert. Verschiedene Arten von Kältemaschinen wurden im Laufe der Zeit für diesen Einsatz entwickelt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Kühler genutzt, dessen Arbeitsprinzip an den Gifford-McMahon-Prozess angelehnt ist. Durch eine Kollaboration mit dem Rutherford Appleton Laboratory bestand außerdem Zugang zu einem Pulsröhrenkühler. Beide Arbeitsmechanismen beruhen auf der Kompression und Expansion eines Arbeitsgases, welches für beide verwendete Kühler Helium ist.

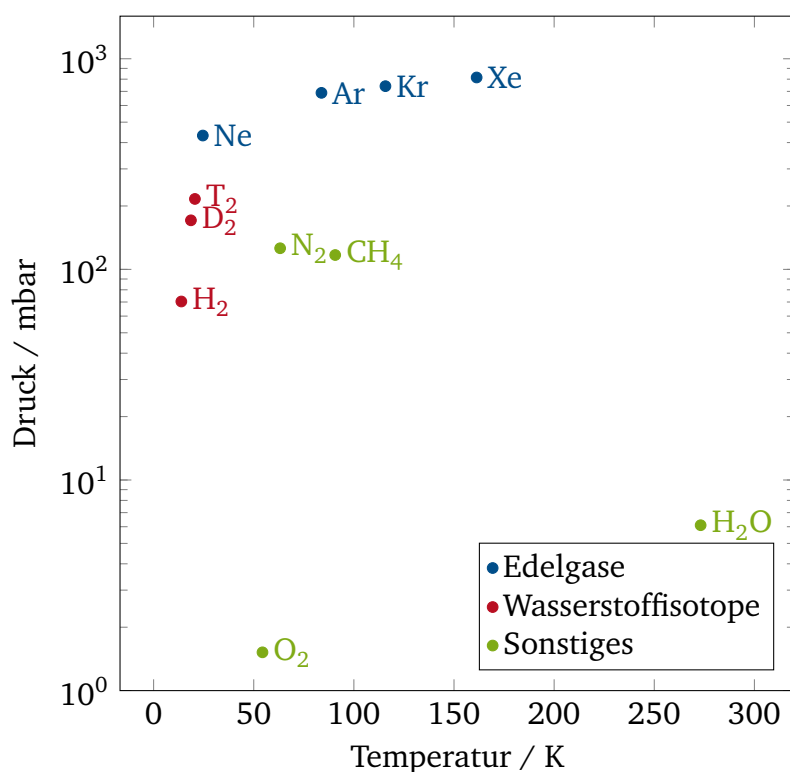


Abbildung 4.1: Tripelpunkte unterschiedlicher Stoffe. Daten vom National Bureau of Standards (U.S.) Circ., 500 (1952) (aus Cengel (2004) [87]) und Souers (1986) [28].

4.2 Adiabatische Expansion und Kompression eines idealen Gases

Um ein Gas zu komprimieren, muss Arbeit aufgewendet werden und die Volumenverringering führt zur Erwärmung des Gases. Umgekehrt kühlt ein expandierendes Gas ab. Diese Eigenschaften lassen sich für eine Kältemaschine nutzen.

Die Näherung der adiabatischen Kompression bzw. Expansion vereinfacht eine Rechnung deutlich. Deswegen unterliegen die folgenden Gleichung der Näherung, dass das System keine Wärme mit der Umgebung austauscht. Die Näherung ist zulässig für schnell ablaufende Prozesse oder für einen wärmeisolierten Behälter. Des Weiteren wird ein ideales Gas angenommen, was bedeutet dass das Eigenvolumen der Moleküle und die Kräfte zwischen ihnen vernachlässigt werden, was für das einatomige Gas Helium als Arbeitsgas eine gute Näherung ist.

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik, hier in differentieller Form dargestellt, formuliert das Prinzip der Energieerhaltung für ein ruhendes System. Die innere Energie U des Systems kann sich nur ändern durch am/vom System geleistete Arbeit W oder durch dem System zugeführte/abgeführte Wärme Q . Im adiabatischen Fall wird Wärmeaustausch vernachlässigt. Die Kompressionsarbeit entspricht für einen reibungsfreien und adiabatischen Prozess der Volumenarbeit einer Volumenverkleinerung bei steigendem Druck:

$$dU = \delta Q + \delta W = \delta W \quad (4.1)$$

$$\delta U = -p dV. \quad (4.2)$$

Die Zustandsgleichung des idealen Gases ist

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T \quad (4.3)$$

mit dem Druck p im Volumen V [88]. Darin befindet sich eine Anzahl von N Teilchen mit der Temperatur T . Der Proportionalitätsfaktor k_B steht für die Boltzmannkonstante.

Die innere Energie eines idealen Gases mit f Freiheitsgraden hängt nur von der thermischen Bewegung der Teilchen ab und ist

$$U = \frac{f}{2} N k_B T. \quad (4.4)$$

Die differenzierte Version von Gleichung (4.4) in Kombination mit der idealen Gasgleichung (4.3) führt zu

$$dU = \frac{f}{2} N k_B dT = \frac{f}{2} (p dV + V dp). \quad (4.5)$$

Zusammen mit Gleichung (4.2) und nach Separation der Variablen ergibt sich

$$-\kappa \frac{1}{V} dV = \frac{1}{p} dp. \quad (4.6)$$

dabei ist κ der Adiabatenexponent für das ideale Gas mit drei Translationsfreiheitsgraden, während Rotation und Vibration wegfallen:

$$\kappa = \frac{f+2}{f} = \frac{3+2}{3} = \frac{5}{3}. \quad (4.7)$$

Integration von Gleichung (4.6) zusammen mit der idealen Gasgleichung, um die Beziehung in Abhängigkeit von der Temperatur darzustellen, führt zu

$$p_1 V_1^\kappa = p_0 V_0^\kappa = \text{const.} \quad (4.8)$$

$$\left(\frac{N k_B T_1}{V_1} \right) V_1^\kappa = \left(\frac{N k_B T_0}{V_0} \right) V_0^\kappa \quad (4.9)$$

$$T_1 V_1^{\kappa-1} = T_0 V_0^{\kappa-1}. \quad (4.10)$$

Schlussendlich kann mit Gleichung (4.10) die Veränderung der Temperatur bei Volumenänderung unter den oben dargestellten Näherungen betrachtet werden. Der Zusammenhang wird in Abbildung 4.2 illustriert.

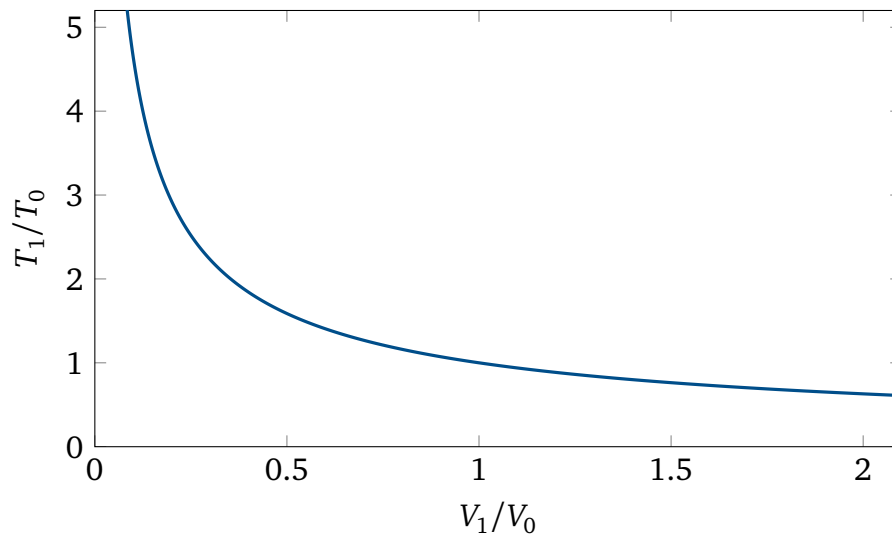


Abbildung 4.2: Zusammenhang zwischen Volumen und Temperatur vor (mit Index 0) und nach (mit Index 1) einer adiabatischen reversiblen Volumenänderung für ein einatomiges ideales Gas nach Gleichung (4.10).

4.3 Isotherme Expansion und Kompression eines idealen Gases

Während bei einem adiabatischen Prozess das System keine Wärme mit der Umgebung austauscht, erfolgt bei einem isothermen Prozess der Wärmeaustausch mit einem externen unendlich großen Wärmereservoir beliebig schnell. Jede Temperaturänderung wird sofort abgeführt, sodass sich die Temperatur des Systems nicht ändert. Die isotherme Näherung ist zulässig für ein System, das in gutem Kontakt mit einem großen Wärmereservoir steht und dessen Zustandsänderungen langsam genug ablaufen damit der Wärmeaustausch erfolgen kann.

Im idealen Gasgesetz aus Gleichung (4.3) wird in diesem Fall die Temperatur zur Konstanten, sodass für konstante Teilchenanzahl gilt

$$p \cdot V = N \cdot k_B \cdot T = \text{const.} \quad (4.11)$$

$$p_1 V_1 = p_0 V_0. \quad (4.12)$$

Der Zusammenhang zwischen Druck und Volumen bei adiabatischen und isothermen Zustandsänderungen wird in Abbildung 4.3 im Vergleich illustriert.

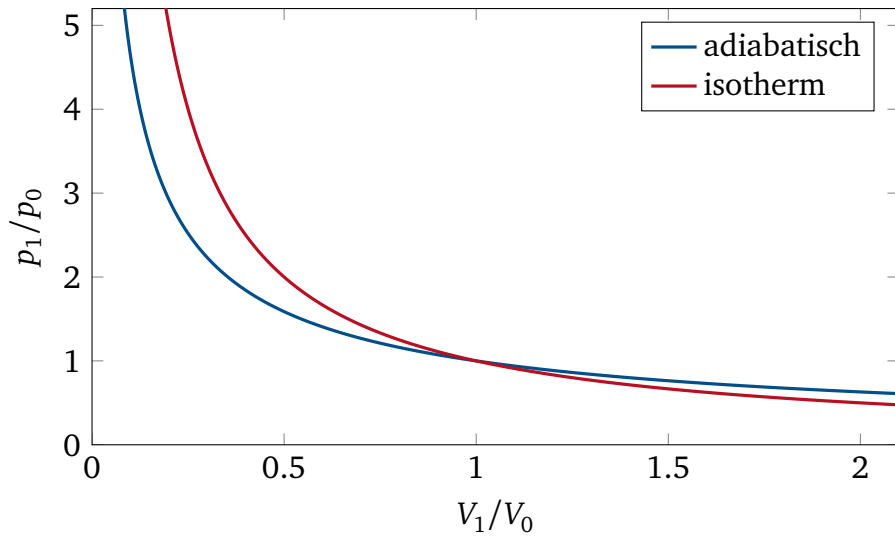


Abbildung 4.3: Zusammenhang zwischen Volumen und Druck vor (mit Index 0) und nach (mit Index 1) einer adiabatischen reversiblen bzw. isothermen Zustandsänderung für ein einatomiges ideales Gas, nach Gleichungen (4.8) und (4.12).

Die innere Energie des Gases ändert sich nach Gleichung (4.4) dabei nicht, da sie nur von der Temperatur abhängt. Es wird nur Volumenarbeit geleistet. Der erste Hauptsatz der Thermodynamik aus Gleichung (4.1) formuliert sich damit folgendermaßen:

$$dU = \delta Q + \delta W = 0. \quad (4.13)$$

Wird am Gas die Arbeit $|W|$ verrichtet, wird derselbe Energiebetrag als Wärme $|Q|$ an das Wärmereervoir abgegeben. Umgekehrt führt eine Aufnahme der Wärmemenge $|Q|$ aus dem Wärmebad dazu, dass das System die Volumenarbeit $|W|$ leisten kann. Die Volumenarbeit berechnet sich zu

$$\delta W = -p dV = -\delta Q \quad (4.14)$$

$$W = - \int p dV. \quad (4.15)$$

Mit der idealen Gasgleichung und der Integraldarstellung der Volumenarbeit aus Gleichung (4.15) ergibt sich

$$W = -Q = -Nk_B T \int \frac{1}{V} dV = Nk_B T \ln \left(\frac{V_0}{V_1} \right). \quad (4.16)$$

Reale Prozesse laufen weder vollkommen isotherm noch vollkommen adiabatisch ab. Je nach Randbedingung kann aber eine der beiden Näherungen zulässig sein.

4.4 Regenerative Kühlmechanismen

Der Energieaustausch mit einem Gassystem nach den oben genannten Gesetzmäßigkeiten kann für eine Kältemaschine genutzt werden. Als Grundprinzip wird das Arbeitsgas komprimiert und die resultierende Temperaturerhöhung abgeführt. Die darauf folgende Expansion des Arbeitsgases führt zur Absenkung der Temperatur und wird zur Kühlung des Experimentaufbaus genutzt. Das Funktionsprinzip ist grundlegend für die im Folgenden dargestellten regenerativen Mechanismen zur Kryokühlung. Die Prozesse werden als *regenerativ* bezeichnet, weil das System wieder zur Ausgangssituation zurückgeführt wird, sodass der Prozess zyklisch ablaufen kann.

Während in den folgenden Abschnitten der Funktionsmechanismus vorgestellt wird, werden Aspekte des Einsatzes der Kühler zur Erzeugung von kryogenen Targets in Abschnitt 6.1 beschrieben.

4.4.1 Gifford-McMahon-Prozess

Der Gifford-McMahon-Prozess wurde 1959 von den beiden namensgebenden Autoren vorgestellt [89]. Das Grundprinzip beruht auf zwei zentralen Bauteilen: einem Drehventil und einem Verdrängerkolben. Mittels des Drehventils wird der Druck im Arbeitsraum kontrolliert, indem das Arbeitsraumvolumen mit einem Reservoir mit hohem Druck oder einem Reservoir mit niedrigem Druck verbunden wird. Die Bewegung des Verdrängers zwingt das Arbeitsgas dazu, den Regenerator zu passieren. Der Generator besteht aus einem porösen Material und dient zur Zwischenspeicherung von Wärme, welche mit dem Arbeitsgas ausgetauscht wird. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in Abschnitt 4.4.3.

Verdränger und Regenerator werden oft zu einem Bauteil zusammengefasst. Eine externe Komponente ist der Kompressor, welcher das Arbeitsgas bei einem hohem Druck von ca. 22 bar bereitstellt [90]. Er ist über Schläuche mit dem eigentlichen Kühler verbunden, was in Abschnitt 4.4.4 näher erläutert wird.

Im Folgenden wird der Gifford-McMahon-Zyklus anhand der in Abbildung 4.4 gezeigten Aufbauskinizze erläutert und durch die Beschreibung von vier Zwischenstationen und dem Weg zwischen ihnen beschrieben.

- (a) Der Verdränger wird, bei offenem Ventil zur Gaszuleitung unter hohem Druck, nach links bewegt. Bei konstantem Druck fließt das Arbeitsgas durch den Regenerator, welcher noch vom vorherigen Zyklus kalt ist, und kühlt dabei ab.
- (b) Der Zugang zur Gasleitung hohen Drucks wird geschlossen und der zur Gasleitung niedrigen Drucks wird geöffnet. Es erfolgt eine Expansion des Gases im Arbeitsraum und damit Abkühlung, sodass Wärme aus dem zu kühlenden Objekt entnommen wird.
- (c) Der Verdränger wird wieder nach rechts bewegt. Das Gas fließt durch den Regenerator und entzieht diesem Wärme.
- (d) Das Ventil zur Gasleitung niedrigen Drucks wird geschlossen während das Ventil zur Gasleitung hohen Drucks geöffnet wird. Somit ist der Zustand von Situation (a) wiederhergestellt.

Da jedes Teilvolumen Arbeitsgas, das den Zyklus durchläuft, in den Arbeitsraum mit hohem Druck einströmt und ihn mit niedrigem Druck verlässt, muss der Kompressor konstant arbeiten,

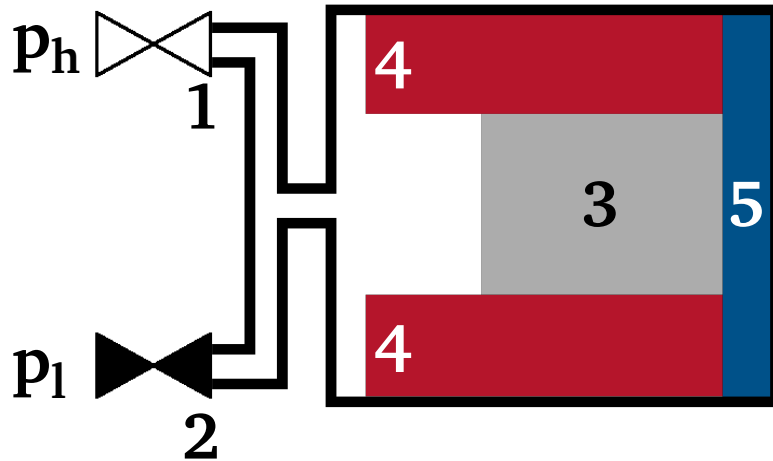


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Querschnitts eines Gifford-McMahon-Kühlers nach De Waele (2011) [91]. Das Drehventil, welches den Aktionsraum mit der Zuleitung hohen oder niedrigen Drucks verbindet, ist hier als zwei einzelne Ventile zu einer Zuleitung hohen Drucks (1) oder niedrigen Drucks (2) (hier geschlossen, visualisiert durch die schwarze Füllung) dargestellt. Der Verdränger (3) bewegt sich in dieser Darstellung in einem stationären Regenerator (4). Der Weg von der einen auf die andere Seite des Verdrängers führt damit zwangsläufig durch den Regenerator. Die Verbindung zum zu kühlenden Objekt erfolgt über eine Kontaktfläche (5).

um den Druckunterschied zwischen den beiden Gaszuleitung aufrecht zu erhalten. Die bei der Kompression anfallende Wärme wird über Kühlwasser abgeführt. Die Zustandsänderungen eines Teilvolumens des Arbeitsgases beim Durchlaufen des Zyklus werden in Abbildung 4.5 schematisch dargestellt.

Der sich bewegende Verdrängerkolben führt zu Vibrationen, die auch auf das zu kühlende Objekt übertragen werden.

Ein Gifford-McMahon-Kühler kann auch mehrstufig aufgebaut werden, indem der Primärkreislauf als Vorkühlung für den Sekundärkreislauf dient. Gleichzeitig kann der Primärkreislauf weitere Objekte kühlen. Dies wurde im verwendeten Aufbau genutzt, um einen aktiv gekühlten Strahlungsschild bereitzustellen, welcher das Target teilweise von thermischer Strahlung von der Umgebung abschirmt. Dieser wird in Abschnitt 6.8 beschrieben. Die Kühlleistung, welche die Primärstufe erbringen muss um den Schild zu kühlen, beeinflusst die zur Verfügung stehende Leistung für die Vorkühlung der Sekundärstufe. Infolgedessen sind die möglichen Kühlleistungen der beiden Stufen gekoppelt, was in Abbildung 6.2 in Abschnitt 6.1 detaillierter beschrieben wird.

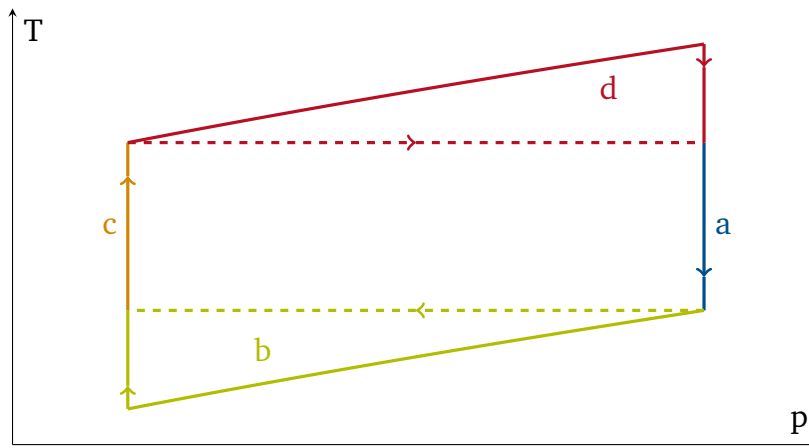


Abbildung 4.5: Idealisierte Darstellung der Zustandsänderungen eines Arbeitsgasvolumens, welches einen Gifford-McMahon-Zyklus durchläuft. Die Schritte entsprechen der obigen Liste. (a) Die Abkühlung beim Durchfluss durch den Regenerator erfolgt isobar. (b) Die Abkühlung bei Expansion des Gases kann man als adiabatische Expansion mit nachfolgender isobarer Erwärmung durch Energieaufnahme darstellen (durchgezogene Linie) oder als isotherme Expansion durch die parallele Energieaufnahme während des Prozesses (gestrichelte Linie). In der Realität liegt der Verlauf dazwischen. (c) Das Gas nimmt isobar beim Durchfluss durch den Regenerator Wärme auf. (d) Die Kompression des Arbeitsgases im Kompressor kann wie Schritt b sowohl als adiabatische Kompression mit anschließender isobarer Abkühlung oder als isotherme Expansion durch parallele Wärmeabfuhr durch Kühlwasser dargestellt werden. Auch hier liegt der reale Vorgang zwischen den beiden Extremen.

4.4.2 Pulsröhrenkühler

Das Prinzip des Pulsröhrenkühlers wurde 1984 von E. Mikulin et al. vorgestellt [92]. Die Besonderheit bei diesem Mechanismus ist, dass das Gerät in drei voneinander getrennte Baugruppen geteilt werden kann. Durch diese Teilung sind die beweglichen Bauteile nicht direkt mit dem zu kühlenden Objekt verbunden und es erfährt im Vergleich zum Gifford-McMahon-Kühler nur verringerte Vibrationen. Das Bauprinzip wird in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt.

Der Kompressor und das Puffervolumen sind in gutem thermischen Kontakt zur Umgebung, sodass Zustandsänderungen annähernd isotherm verlaufen. Die Pulsröhre ist thermisch isoliert, sodass Zustandsänderungen dort annähernd adiabatisch ablaufen.

Der externe Kompressor erzeugt zyklische Druckänderungen im Arbeitsgas. Das Puffervolumen ist durch ein Drosselventil mit der Pulsröhre verbunden, sodass der Fluss und Druckausgleich zwischen den beiden Volumina verzögert erfolgt. In der untenstehenden Auflistung sind die Arbeitsschritte des Pulsröhrenkühlers in idealisierter Form dargestellt.

Analog zum Gifford-McMahon-Kühler kann auch ein Pulsröhrenkühler mehrstufig aufgebaut sein, sodass auch hier die Primärstufe zur Kühlung eines Strahlungsschilds genutzt werden kann.

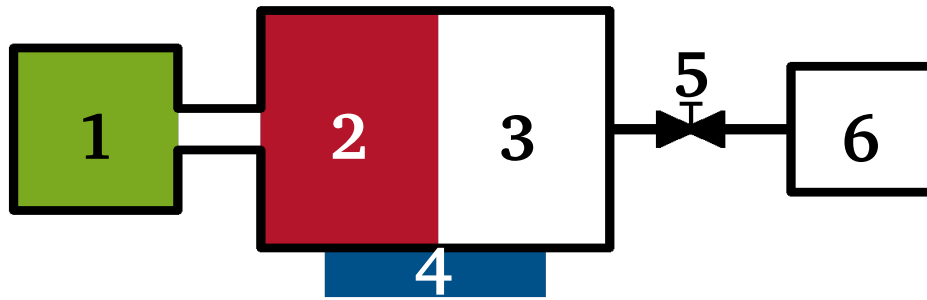


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Querschnitts eines Pulsröhrenkühlers, angelehnt an De Waele (2011) [91]. Der Kompressor (1) verdichtet und entspannt das Arbeitsgas zyklisch. Beim Einfließen in die Pulsröhre (3) muss das Gas den Regenerator (2) durchqueren. Nur der Bereich von Regenerator und Pulsröhre hat Kontakt mit dem zu kühlenden Objekt (4). Das Puffervolumen (6) ist mit der Pulsröhre durch ein Drosselventil (5) verbunden, sodass der Druckausgleich zwischen den beiden Volumina verzögert erfolgt.

Schritt	Kompressor	Pulsröhre	Puffervolumen
1	isotherme Kompression	Regenerator kalt vom vorherigem Zyklus	niedriger Druck
2	hoher Druck	Gasfluss hinein, isobare Wärmeabgabe an Regenerator	Gasfluss hinein
3	isotherme Expansion	niedriger Druck, dadurch adiabatische Expansion mit Wärmeaufnahme vom zu kühlenden Objekt (oder isotherme Expansion, je nach Darstellungsweise)	hoher Druck
4	niedriger Druck	Gasfluss heraus, isobare Wärmeaufnahme von Regenerator	Gasfluss heraus

4.4.3 Rolle des Regenerators

Die hier vorgestellten Kühlmechanismen nutzen einen sogenannten *Regenerator*, welcher zur Wärmezwischenspeicherung und Wärmeaustausch mit dem Arbeitsgas dient. Dazu muss er vom Arbeitsgas durchflossen werden und besteht deswegen aus einem porösen Material. Daraus ergeben sich folgende (zum Teil in Konflikt stehende) Anforderungen:

- hohe Wärmekapazität auch bei niedrigen Temperaturen,
- guter thermischer Kontakt zum Gas,
- geringer Strömungswiderstand für das Gas,
- geringe Wärmeleitung in Gasflussrichtung.

Regeneratoren bestehen aus Metallen oder seltenen Erden in Form von Netzen, Kugeln oder einer anderen porösen Geometrie. Besonders die Forderung der hohen Wärmekapazität stellt bei Temperaturen um 10 K oder darunter eine Schwierigkeit dar. Verschiedene zum Teil sehr

exotische Verbindungen wurden mit Hinblick darauf entwickelt. Ihre Wärmekapazitäten werden in Abbildung 4.7 gezeigt.

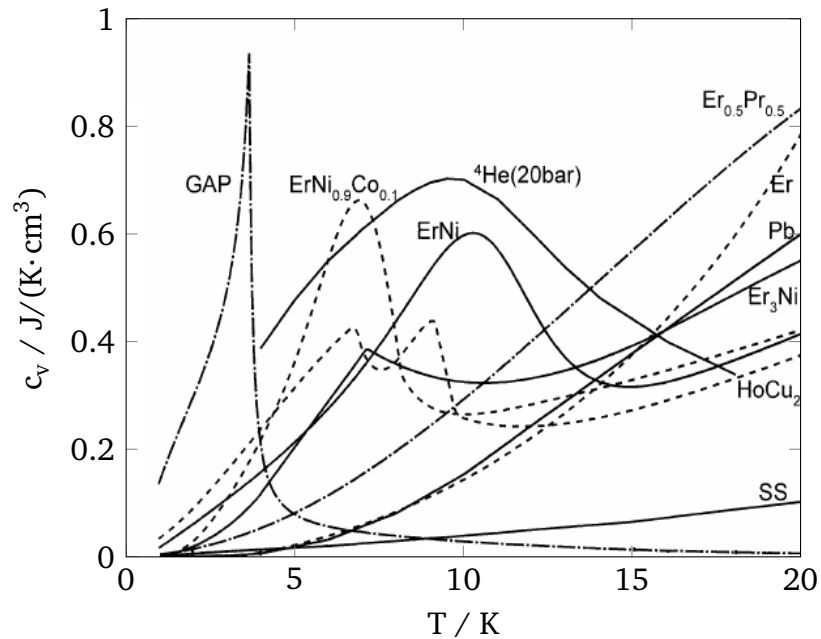


Abbildung 4.7: Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität einiger Stoffe, die für Regeneratoren genutzt werden im Vergleich zu Edelstahl (beschriftet mit SS für *stainless steel*). GAP steht für Gd_2AlO_3 . [91]

4.4.4 Rolle des Kompressors

Bei beiden Kühltertypen ist der Kompressor ein externes Bauteil. Dieser ist durch Hochdruckschläuche mit dem eigentlichen Kühler (im Folgenden *Kaltkopf* genannt) verbunden. Durch die Schläuche wird das Arbeitsgas Helium bei einem Druck von ca. 22 bar transportiert [90].

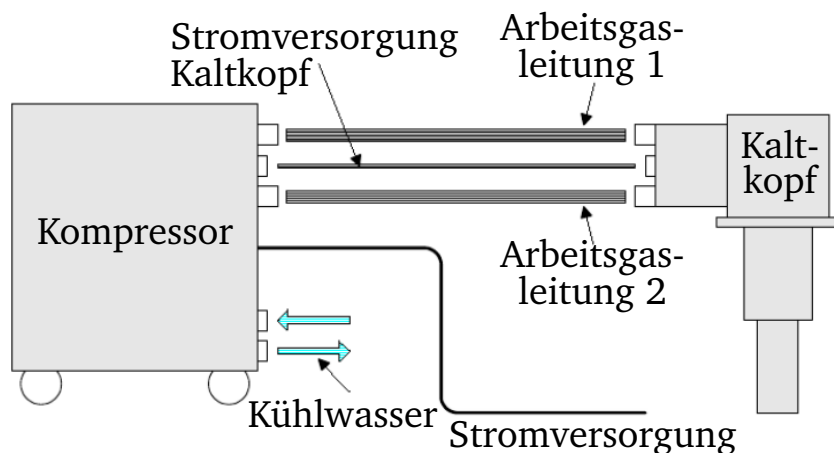


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung des Kompressors und des Kaltkopfes, die räumlich getrennt sind. Nach Dokumentation vom Hersteller [93].



5 Grundlagen des Wärmetransports

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten zum Wärmetransport dargelegt werden, welche die Rahmenbedingungen stellen, wenn sich ein Aufbau zur Erzeugung von kryogenen Targets in einer Umgebung mit Raumtemperatur befindet. Besonders interessant ist in dieser Hinsicht die Vermeidung von Wärmeeintrag durch die Umgebung. An dieser Stelle sei auf den Abschnitt 6.3 verwiesen, in welchem der Aufbau zur Targeterzeugung vorgestellt wird. Dabei und in den darauf folgenden Abschnitten werden auch die Maßnahmen zur Vermeidung von Wärmeeintrag behandelt.

5.1 Wärmeleitung

Der Begriff der *Wärmeleitung* bezeichnet den Transport von Wärme, also Energie, in Anwesenheit aber ohne den Transport von Materie. Das Fouriersche Gesetz [94] setzt den Wärmestrom \dot{Q} (bzw. die Wärmestromdichte j_Q) mit der Temperatur T im quasistatischen Fall in Beziehung:

$$\frac{dQ}{dt} = \dot{Q} = -\kappa \cdot A \cdot \nabla T \quad (5.1)$$

$$j_Q = -\kappa \cdot \nabla T. \quad (5.2)$$

Dabei werden zwei parallele Endflächen mit Fläche A eines Körpers angenommen. Der Proportionalfaktor κ wird als *Wärmeleitfähigkeit* bezeichnet und ist material- und temperaturabhängig. Dadurch dass die Teilchen im Festkörper ortfest sind, ist der Mechanismus der Wärmeleitung dort ein anderer als in Gasen. Die Unterschiede werden in den folgenden beiden Abschnitten vorgestellt.

5.1.1 Wärmeleitung in Gasen

In einem Gas hinreichend hoher Dichte, bei dem die mittlere freie Weglänge der Teilchen kleiner ist als die Maße des Behälters, findet Wärmeleitung durch Stöße zwischen den Gasteilchen statt. Wärmeenergie im Gas stellt sich als innere Energie U dar. Da das ideale Gas einatomig ist, gibt es nur Translationsfreiheitsgrade, sodass $f = 3$ gilt. Die innere Energie wird ausschließlich durch kinetische Energie gestellt:

$$U = \frac{f}{2} N \cdot k_B \cdot T = \frac{3}{2} N \cdot k_B \cdot T \quad (5.3)$$

Für ein einzelnes Teilchen wird daraus

$$u = \frac{f}{2} \cdot k_B \cdot T = \frac{3}{2} \cdot k_B \cdot T. \quad (5.4)$$

Die Wärmeleitung bestimmt sich im Gas durch den Transfer von innerer Energie von Gasteilchen. Dies soll im Folgenden hergeleitet werden.

Die Teilchen bewegen sich mit der mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle$ durch den Raum. Zur Vereinfachung wird im Folgenden nur der Wärmetransport in einer Dimension betrachtet. Damit bewegen sich die Teilchen mit $\langle v \rangle/3$ in einer Dimension. Auf eine Fläche am Ort z_0 treffen pro Zeiteinheit $n \cdot \langle v \rangle/3$ Teilchen auf, davon je die Hälfte von jeder Seite. Da der Energieeintrag auf die Fläche über Stöße geschieht, kann vereinfachend festgehalten werden, dass Energie auf die Fläche am Ort z_0 von Flächen an den Orten $z_0 - l$ und $z_0 + l$ stammt, wobei l die mittlere freie Weglänge ist (Herleitung angelehnt an Stierstadt (2010) [95]). Die Teilchenstromdichte j_N von jeder Seite stellt sich in diesem Modell folgendermaßen dar:

$$j_N = \frac{1}{2} \cdot n \cdot \frac{\langle v \rangle}{3} \quad (5.5)$$

Die Energiestromdichte ergibt sich aus der Teilchenstromdichte multipliziert mit der Energie, die jedes ankommende Teilchen trägt. Dabei ist bei den Vorzeichen zu beachten, dass sich die Hälfte der Teilchen in negativer Richtung im Koordinatensystem bewegt.

$$j_Q = \frac{1}{6} n \cdot \langle v \rangle \cdot [u(z_0 - l) - u(z_0 + l)] \quad (5.6)$$

Für eine nur gering ortsveränderliche Energieverteilung $U(z)$ wird genähert

$$u(z_0 - l) = u(z_0) - \frac{du}{dz} \cdot l \quad (5.7)$$

$$u(z_0 + l) = u(z_0) + \frac{du}{dz} \cdot l. \quad (5.8)$$

Für Gleichung (5.6) ergibt sich damit

$$j_Q = \frac{1}{6} n \cdot \langle v \rangle \cdot \left(u(z_0) - \frac{du}{dz} \cdot l - u(z_0) + \frac{du}{dz} \cdot l \right) \quad (5.9)$$

Zusammen mit der Definition der inneren Energie in Gleichung (5.4) wird daraus

$$j_Q = -\frac{1}{2} n \cdot l \cdot k_B \cdot \langle v \rangle \cdot \frac{dT}{dz}. \quad (5.10)$$

Im dreidimensionalen Fall ist die Darstellung

$$j_Q = -\frac{1}{2} n \cdot l \cdot k_B \cdot \langle v \rangle \cdot \nabla T. \quad (5.11)$$

Vergleicht man Gleichung (5.11) mit dem Fourierschen Gesetz aus Gleichung (5.2), findet man

$$\kappa = \frac{1}{2} n \cdot l \cdot k_B \cdot \langle v \rangle \propto \sqrt{T/m}. \quad (5.12)$$

Durch die Abhängigkeiten der mittleren Geschwindigkeit $\langle v \rangle \propto \sqrt{T/m}$ und der mittleren freien Weglänge $l \propto n^{-1}$ ist die Wärmeleitfähigkeit unabhängig vom Druck beziehungsweise der Dichte des Gases. Experimentell gewonnene Werte weichen deutlich von denen aus Gleichung (5.12) ab, was an den Vereinfachungen des Modells, vor allem der Verwendung der Mittelwerte von Geschwindigkeit und freier Weglänge, liegt. Der allgemeine Verlauf ist jedoch hinsichtlich der Druckunabhängigkeit vergleichbar [95].

Bei hohen Drücken steigt die Wärmeleitfähigkeit mit dem Druck, da sich die Atome sehr nahe kommen. Bei sehr niedrigen Drücken wird die freie Weglänge vergleichbar mit der Größe des Behältnisses, sodass der Wärmeübertrag fast ohne Stöße abläuft. Zum Einfluss der Wärmeleitung durch Gas in der Vakuumkammer sei auf die Abschnitte 6.5 und 6.9 verwiesen, in denen unerwünschte Wärmeleitung durch (auch geringe Mengen) Gas in der Vakuumkammer behandelt wird.

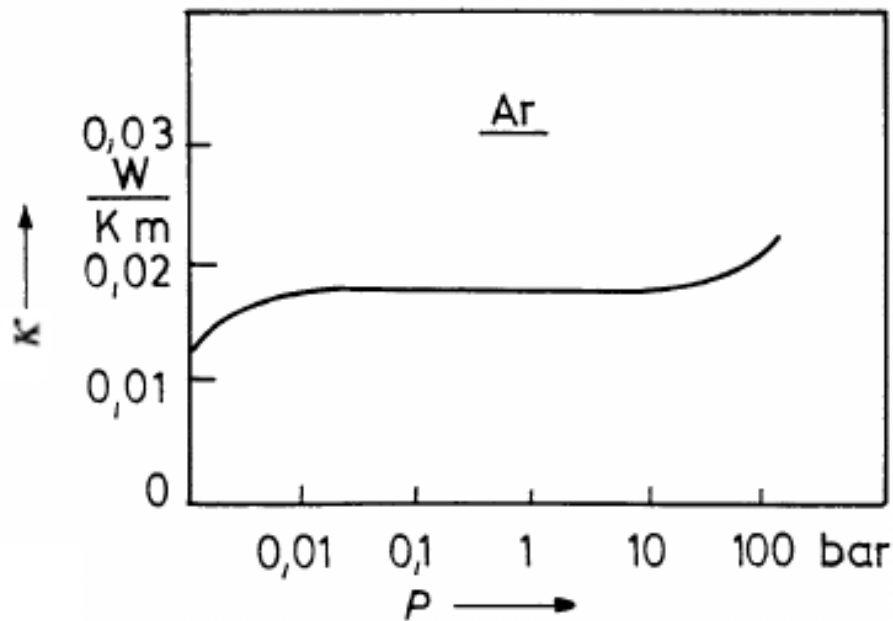


Abbildung 5.1: Über einen weiten Druckbereich ist die Wärmeleitfähigkeit κ druckunabhängig, wie hier exemplarisch für Argon bei 40°C dargestellt wird. Grafik nach Flowers (1970) [96], Daten aus Michels et al. (1954) [97].

5.1.2 Wärmeleitung in Festkörpern

Im Festkörper sind die Atome ortsfest, können aber über *Phononen* genannte Gitterschwingungen interagieren, sodass dadurch Wärme übertragen werden kann. Außerdem tragen bei leitfähigen Materialien die freien Elektronen stark zur Wärmeleitung bei, sodass gute elektrische Leiter in der Regel auch gute thermische Leiter sind. Die Vereinbarkeit der Anforderungen an thermische und elektrische Leitfähigkeit kommt in Abschnitt 6.7.3 zum Tragen.

Es gelten ähnliche Überlegungen zur Energieübertragung wie in Abschnitt 5.1.1, nur dass die Energieträger Phononen und Elektronen sind [98]. Es treten Stoß- und Streuprozesse sowohl unter den Energieträgern als auch zwischen den Energieträgern und Defektstellen oder Verunreinigungen im Material auf.

In Abbildung 5.2 wird die thermische Leitfähigkeit verschiedener Stoffe dargestellt. Dabei fällt auf, dass die Leiter eine hohe thermische Leitfähigkeit haben, was auf den schon erwähnten Einfluss der leicht beweglichen Elektronen zurückzuführen ist. Gleichzeitig haben aber auch die kristallinen Nichtleiter eine hohe Leitfähigkeit, da die Phononen am regelmäßigen Kristallgitter wenig streuen, sondern nur an den Grenzen der kristallinen Bereiche. Amorphe Nichtleiter haben dagegen eine um mehrere Größenordnungen geringere Leitfähigkeit, da die Phononen dort viel streuen.

Bei geringen Temperaturen sinkt die Anzahl der Phononen, sodass deren freie Weglänge steigt. Es gilt die gleiche Überlegung wie beim Gas niedriger Dichte in Abschnitt 5.1.1, wobei der dominierende Prozess die Streuung an Kristallgrenzen (äquivalent zu den Gefäßwänden im Gasmodell) und Fehlstellen ist. Dies führt zu einer verringerter Leitfähigkeit mit sinkender Temperatur durch die geringere Anzahl an Phononen.

Bei hohen Temperaturen steigt die Anzahl an Phononen, sodass mehr Elektron-Phonon- und Phonon-Phonon-Streuungen stattfinden, was die Wärmeleitfähigkeit verringert. Die beiden ge-

genläufigen Effekte führen zu einem Maximum in der Leitfähigkeit, was sich auch in den Abbildungen 5.2 und 5.3 wiederfindet. Bei den amorphen Nichtleitern ist der Effekt nicht ausgeprägt, da die Elektronen dort kaum beitragen und auch keine großen ungestörten Kristallgebiete vorliegen.

Mit geringerer Temperatur sinkt die Anzahl der Phononen und die Beweglichkeit der Elektronen. Die Anzahl der Defektstellen bleibt aber gleich. Infolgedessen wird die Leitfähigkeit bei niedrigen Temperaturen von letzteren dominiert. Der Einfluss von Unreinheiten wird am Beispiel von Kupfer, das aufgrund seiner hohen Wärmeleitfähigkeit für Kryonanwendungen bevorzugt genutzt wird, in Abbildung 5.3 illustriert.

Die Stoffauswahl für den Aufbau zur Herstellung von kryogenen Targets richtet sich danach, ob für die jeweilige Verbindung eine hohe oder niedrige thermische Leitfähigkeit gewünscht wird, während gleichzeitig Randbedingungen wie Bearbeitbarkeit, mechanische Stabilität oder Preis beachtet werden müssen. Das Resultat des Auswahlprozesses wird in Abschnitt 6.3 vorgestellt.

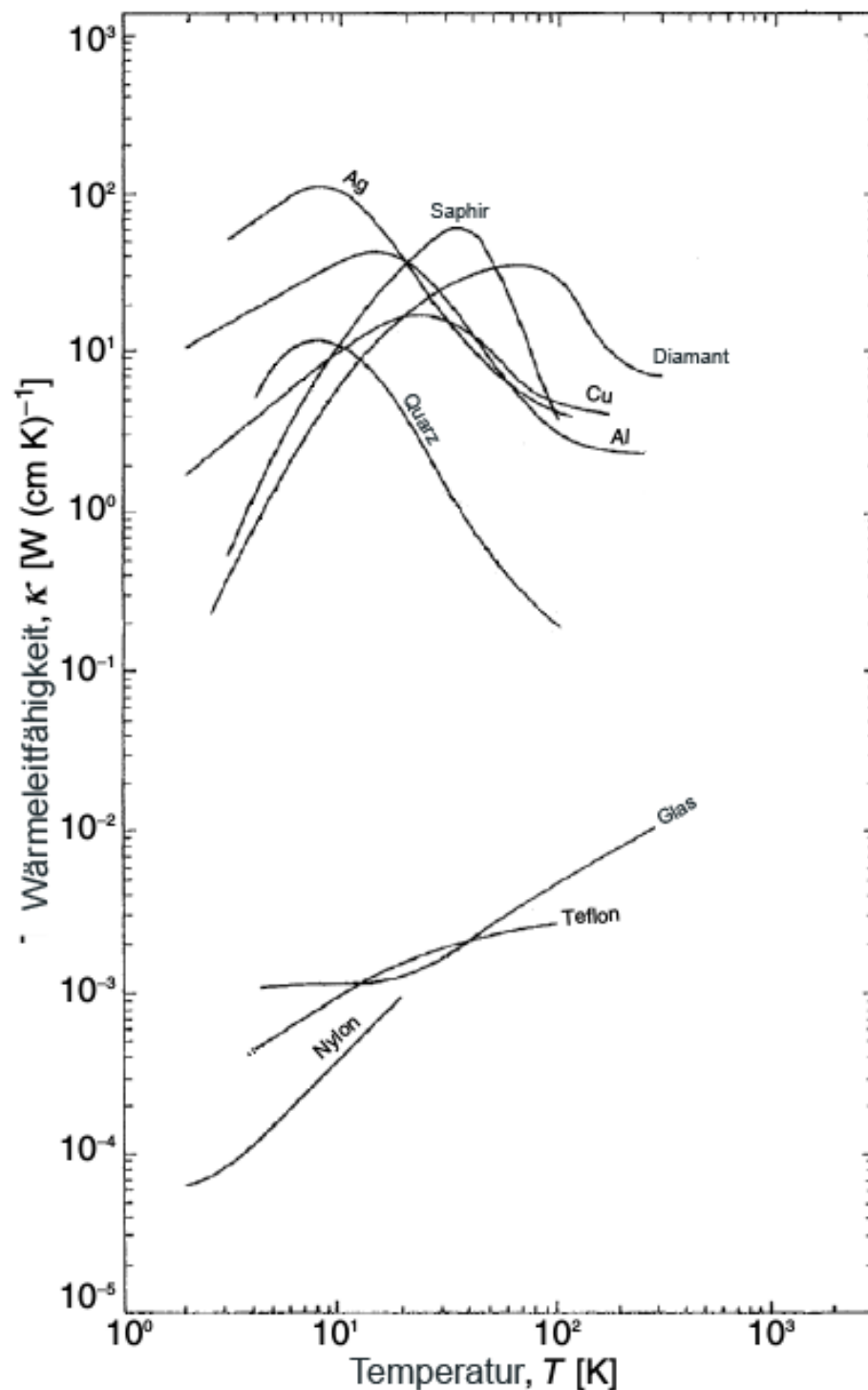


Abbildung 5.2: Thermische Leitfähigkeit verschiedener Stoffe. Leiter (Silber (Ag), Kupfer (Cu) und Aluminium (Al)) und kristalline Nichtleiter (Saphir, Diamant und Quarz) haben eine hohe thermische Leitfähigkeit. Dagegen haben die amorphen Nichtleiter (Glas, Teflon und Nylon) eine geringe thermische Leitfähigkeit. Grafik nach Pobell (2007) [98].

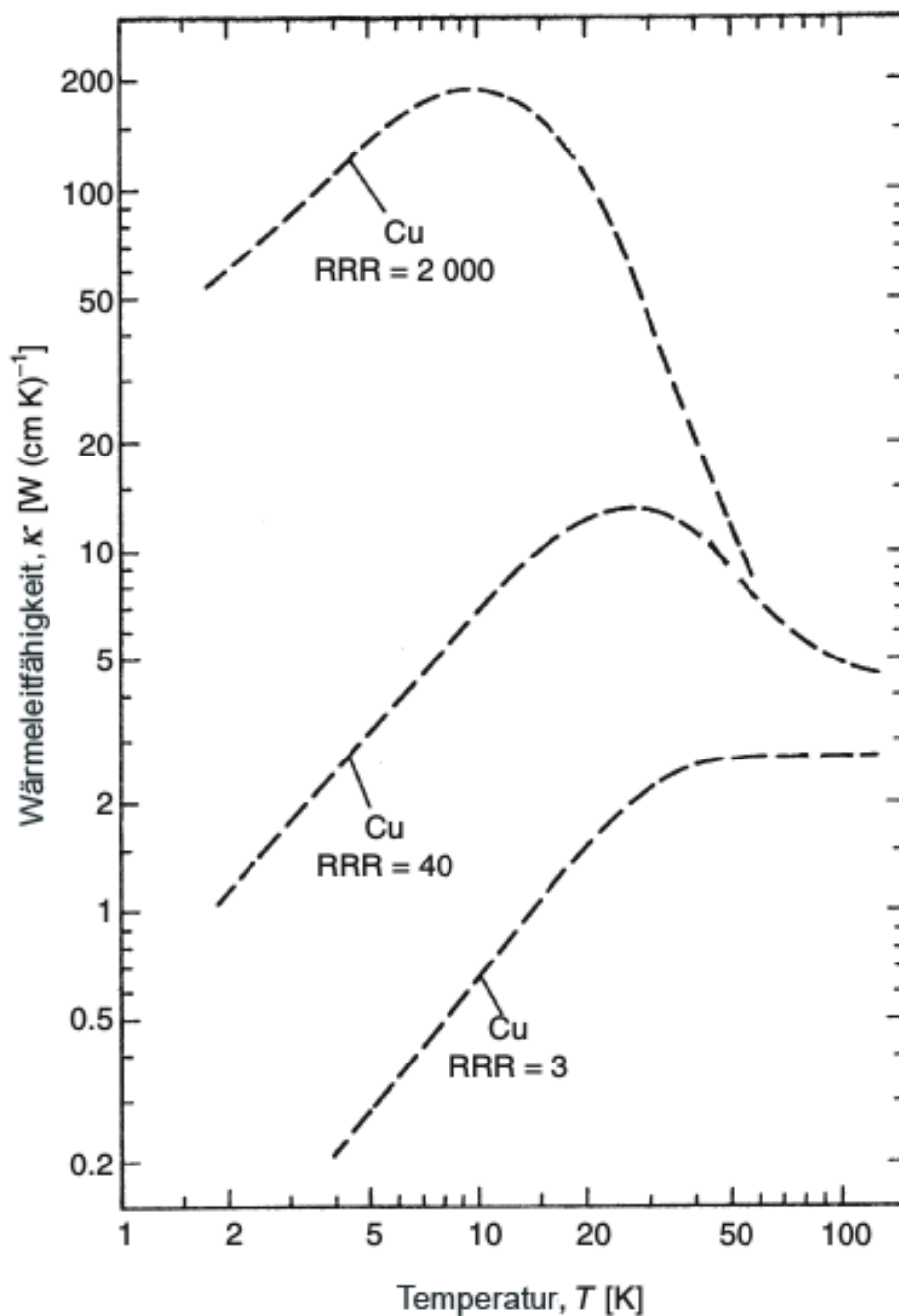


Abbildung 5.3: Thermische Leitfähigkeit von Kupfer verschiedener Reinheiten bei niedrigen Temperaturen. Die Reinheit ist durch das Restwiderstandsverhältnis (Residual Resistivity Ratio, RRR) angegeben. Das ist der Quotient aus dem spezifischen elektrischen Widerstand bei 300 K und bei 4,2 K. Je reiner das Metall, desto größer ist dieses Verhältnis und desto höher ist die thermische Leitfähigkeit. Grafik nach Pobell (2007) [98].

5.2 Konvektion

Im Festkörper kann Konvektion nicht auftreten, sondern geht immer mit Materietransport in einem Fluid einher. Mittels der transportierten Materie werden gelöste Stoffe oder physikalische Größen wie Wärme transportiert. Die Konvektion kann erzwungen sein, zum Beispiel durch eine Umwälzpumpe, oder aufgrund von Kräften im Fluid auftreten, die sogenannte *freie Konvektion*). Im Zusammenhang des Wärmetransports ist die treibende Kraft für die freie Konvektion die Gravitationskraft auf Fluidregionen unterschiedlicher Dichte, welche aus Regionen unterschiedlicher Temperatur resultieren. Höhere Temperatur geht mit niedrigerer Dichte einher. Wird ein Gasvolumen von der Unterseite her geheizt, hat die Unterseite infolge der höheren Temperatur eine geringere Dichte. Als Konsequenz sinkt Gas von der Oberseite ab und Gas von der Unterseite steigt auf. Es wird dadurch Wärme Richtung Oberseite transportiert.

5.3 Thermische Strahlung

Im Vakuum können die materiegebundenen Wärmetransportmechanismen Wärmeleitung und Konvektion eliminiert werden, weswegen der Aufbau zur Erzeugung von kryogenen Targets auch in einer Vakuumkammer platziert wird. Sie treten nur dann in Erscheinung, wenn das Vakuum gestört wird, was unter anderem in Abschnitt 6.9 diskutiert wird. Auch im Vakuum bleibt jedoch ein dritter Mechanismus zur Wärmeübertragung bestehen, der der thermischen Strahlung.

5.3.1 Kirchhoffsches Strahlungsgesetz

Jeder Körper mit einer Temperatur oberhalb des absoluten Nullpunkts strahlt Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung ab. Gleichzeitig absorbiert jeder Körper auf ihn treffende Strahlung zu einem, im Allgemeinen von der Frequenz ν abhängigen, Anteil von $\epsilon(\nu)$. Das *Kirchhoffsche Strahlungsgesetz* identifiziert, dass Absorptions- und Emissionsvermögen jeweils für eine feste Frequenz gleich sind [99]. Ein Körper, der Strahlung bei allen Frequenzen ν vollständig absorbiert und nach dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz auch emittiert ($\epsilon(\nu) = 1 \forall \nu$), wird *schwarzer Körper* genannt.

5.3.2 Stefan-Boltzmann-Gesetz

Um das Spektrum der Schwarzkörperstrahlung herzuleiten, wird ein schwarzer Körper betrachtet, der mit seiner Umgebung im thermischen Gleichgewicht steht. Er absorbiert über das gesamte Spektrum genau so viel Energie wie er abstrahlt.

Die spektrale Energiedichte $\rho(\nu, T)d\nu$ bezeichne die Strahlungsenergie pro Volumen im Frequenzintervall $[\nu, \nu + d\nu]$. Mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit c trifft die Intensität $c \cdot \rho(\nu, T)d\nu$ im Frequenzintervall $d\nu$ auf die Fläche dA eines schwarzen Körpers. Dieser absorbiert diese Intensität komplett und emittiert sie im thermischen Gleichgewicht wieder, sodass

$$dP_s = c \cdot \rho(\nu, T) d\nu dA \quad (5.13)$$

die abgestrahlte Leistung der Fläche dA der Frequenz ν in den Halbraum ist.

Die spektrale Energiedichte für einen schwarzen Körper wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben [100, 101]:

$$\rho(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} d\nu. \quad (5.14)$$

Dabei ist h das Plancksche Wirkungsquantum und k_B die Boltzmann-Konstante.

Mittels Gleichung (5.13) kann die Gesamtleistung P bestimmt werden, die die Fläche dA eines schwarzen Körpers in den gesamten Halbraum abgibt. Bei der Integration ist zu beachten, dass unter dem Winkel θ nur die um den Faktor $\cos(\theta)$ verringerte projizierte Fläche als effektiv strahlende Fläche gilt. In den Raumwinkel $\sin(\theta)d\varphi d\theta/4\pi$ wird die Leistung

$$\int_0^\infty c\rho(\nu, T) d\nu$$

von der Fläche dA eingestrahlt.

Die Gesamtleistung berechnet sich zu

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left[\int_A \cos(\theta) dA \int_0^\infty c\rho(\nu, T) d\nu \right] \sin(\theta) d\varphi d\theta \\ &= \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} A T^4 \\ &= \sigma A T^4. \end{aligned} \quad (5.15)$$

Es ergibt sich das Stefan-Boltzmann-Gesetz [101–103]:

$$P = \sigma A T^4 \quad (5.16)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$.

Das Stefan-Boltzmann-Gesetz beschreibt die Leistung, welche von einem schwarzen Körper der Temperatur T abgestrahlt wird, und muss für die Beschreibung eines realen Objekts noch mit dem Faktor $\epsilon(\nu)$ moduliert werden. Jeder gekühlte Aufbau ist von einer Umgebung bei Raumtemperatur umgeben, was für Energieeintrag über thermische Strahlung sorgt. Die starke Temperaturabhängigkeit der Strahlungsleistung bedeutet, dass eine nur leicht gekühlte Oberfläche schon einen deutlichen Unterschied im Energieeintrag bedeutet. Dieser Effekt wurde für den gekühlten Strahlungsschild genutzt, der in Abschnitt 6.8 vorgestellt wird.

6 Targetherstellung mittels Kondensationsmethode

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und untersuchten kryogenen Targets wurden mittels Kondensationsmethode erzeugt. Dies bedeutet, dass der Zustand des Targetmaterials durch Navigation im Phasendiagramm sequenziell von gasförmig über flüssig zu fest beeinflusst wird. Dieser Weg wird gewählt, um eine Flüssigkeit zu erhalten, die eine Apertur in einem gekühlten Rahmen überspannt. Daraufhin wird das System heruntergeköhlt, bis sich das Material verfestigt. Das Resultat ist ein festes freistehendes Target. Das Phasendiagramm in Abbildung 6.1 illustriert, dass für diese Methode freie Temperatur- und Druckkontrolle notwendig ist, um den Weg über die drei Phasen nacheinander von gasförmig über fest zu flüssig beschreiten zu können.

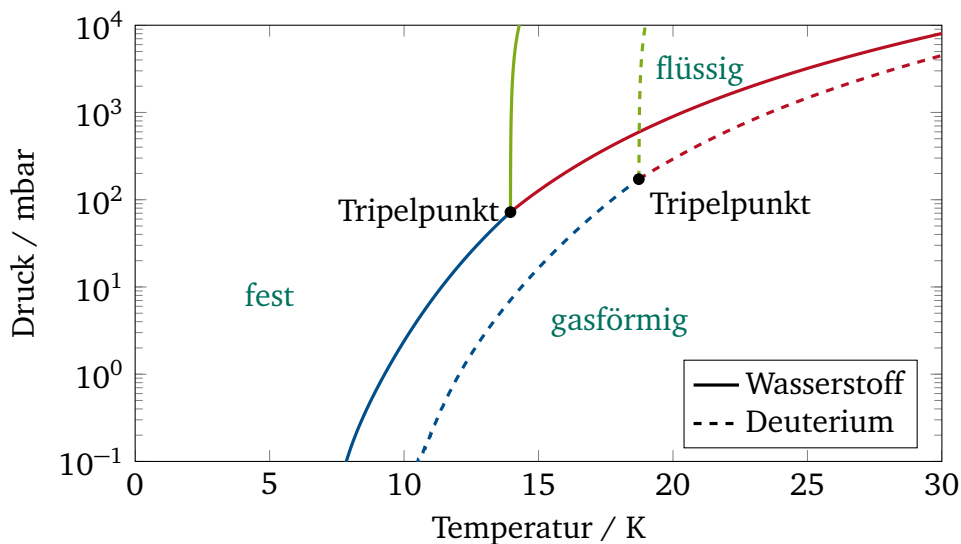


Abbildung 6.1: Phasendiagramm von Wasserstoff (durchgezogen) und Deuterium (gestrichelt). Um die flüssige Phase zu erreichen, muss ein Druck oberhalb des Tripelpunktdrucks gewährleistet sein. Daten aus Souers (1986) [28].

In diesem Kapitel werden die nötigen Komponenten vorgestellt, um mit der Kondensationsmethode kryogene Targets herzustellen.

6.1 Genutzte Kältemaschinen

Die in dieser Arbeit vorgestellten Experimentaufbauten wurden mit einem Kryokühler der Firma SUMITOMO Cryogenics realisiert. Der Kühler vom Typ RDK-415D arbeitet mit einem zweistufigen Gifford-McMahon-Prozess, welcher in Abschnitt 4.4.1 vorgestellt wird, und kann bei einer tiefstmöglichen Temperatur von 4.2 K an der Sekundärstufe eine Kühlleistung von 1.5 W bereitstellen [93].

Im Rahmen einer Kooperation mit dem Rutherford Appleton Laboratory (Central Laser Facility, Oxfordshire, UK) bestand Zugang zu einem Pulsröhrenkühler desselben Herstellers. Das Arbeitsprinzip wird in Abschnitt 4.4.2 gezeigt. Dieser Kühler (RP-082B) kann bei derselben Basistemperatur von 4.2 K eine etwas geringere Kühlleistung von 1.0 W erreichen [104].

Die verschiedenen Arbeitsprinzipien der Kühler beeinflussen die Nutzung. Der Gifford-McMahon-Prozess liefert eine höhere Kühlleistung als der Pulsröhrenkühler, was sich im Experiment in der benötigten Menge an Abschirmung gegen thermische Strahlung widerspiegelt. Für nähere Details sei auf die Abschnitte 6.8 und 7.1 verwiesen. Dies hat Auswirkungen auf die Geometrie des Aufbaus und damit die Möglichkeiten zur Diagnostik. Die Leistungsdatenmatrix des genutzten Gifford-McMahon-Kühlers wird in Abbildung 6.2 gezeigt.

Beim Gifford-McMahon-Prozess werden durch die beweglichen Teile im Kaltkopf Vibrationen auf das zu kühlende Objekt übertragen. Dies wird in Abschnitt 6.2 diskutiert. Das Problem tritt beim Pulsröhrenkühler nicht auf, jedoch ist dort, wie oben angesprochen, die Kühlleistung geringer.

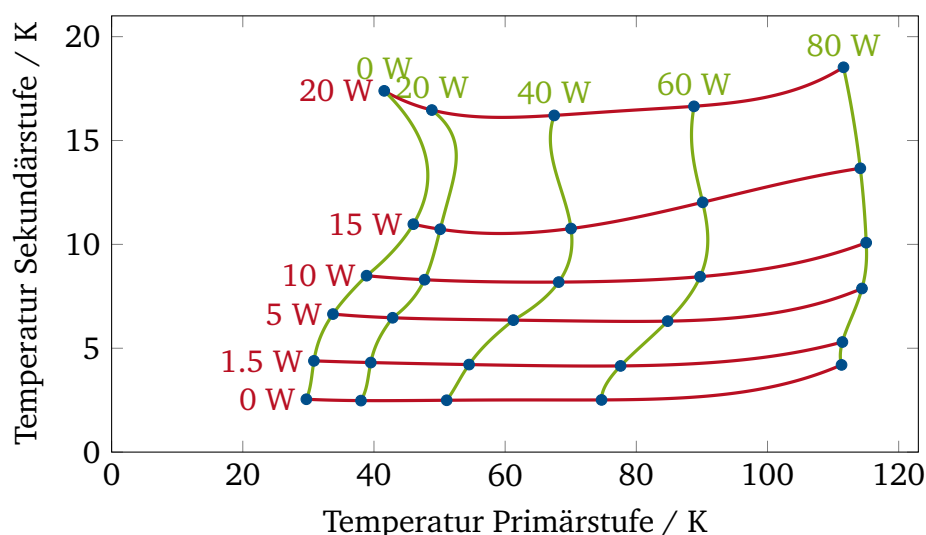


Abbildung 6.2: Zusammenhang zwischen Kühlleistungen und erreichbaren Temperaturen von Primär- und Sekundärstufe des genutzten Gifford McMahon-Kühlers nach Datenblatt [93] mit polynomialer Interpolation als Orientierungshilfe. Die Leistungsbezeichnungen geben die genutzte bzw. zur Verfügung stehende Kühlleistung an der jeweiligen Stufe an (Primärstufe in grün, Sekundärstufe in rot). Aus den Leistungen, die man an den beiden Stufen nutzen möchte, lässt sich an den Achsen die resultierende Temperatur ablesen. Umgekehrt sind aus den Zieltemperaturen die korrespondierenden Leistungen ablesbar.

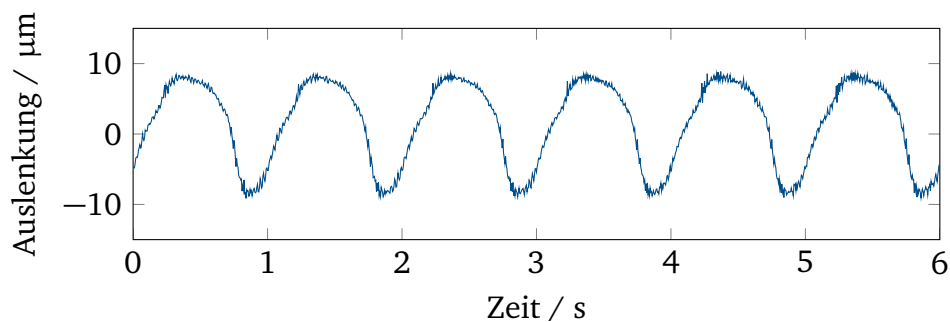
6.2 Ausmaß der Vibrationen

Im Abschnitt 4.4.1 wurde der Arbeitsmechanismus des Gifford-McMahon-Prozesses vorgestellt, welcher zu Vibrationen führt. Über zeitlich aufgelöste Abstandsmessungen mit chromatisch-konfokalen Sensoren wurden diese quantifiziert. Das Messprinzip wird in Abschnitt 8.3 vorgestellt, wobei der Fokus dort aber auf einer Anwendung zur Dickenmessung des Targets liegt.

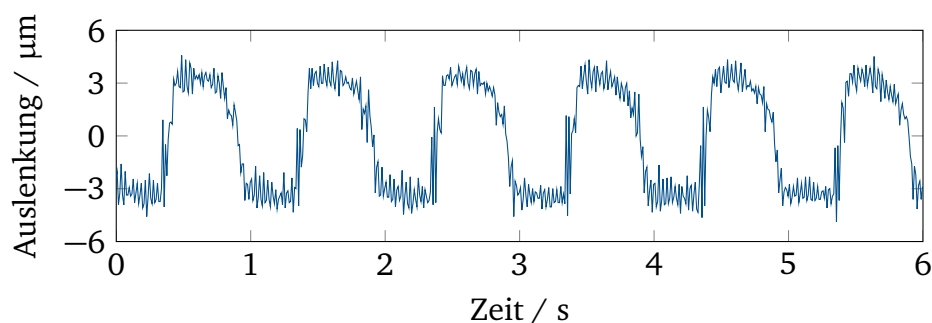
Die Vibrationen haben eine Periodendauer von einer Sekunde. Die Auslenkung ist horizontal vorrangig entlang einer Achse, die sich aber langsam im Raum dreht, bis sie nach einigen Minuten wieder die Ausgangslage erreicht. Dazu kommt eine vertikale Schwingung. Für Details dazu sei auf die Ausführungen von Markus Hesse (2016) [105] verwiesen, die im Rahmen einer betreuten Masterarbeit entstanden sind.

In Abbildung 6.3 werden die Auslenkungen zeitaufgelöst dargestellt.

Die Amplitude der vertikalen Auslenkung ist mit ca. $8\text{ }\mu\text{m}$ sehr klein gegenüber der Apertur und damit dem Durchmesser des Targets. Somit ist die vertikale Bewegung relativ zum Laser zu vernachlässigen. Die horizontale Bewegung am unteren Ende des Kaltkopfs erreicht eine Amplitude von ca. $4\text{ }\mu\text{m}$. Die Konsequenzen der horizontalen Bewegung entlang der Laserachse werden im Hinblick auf das Experiment in Abschnitt 10.1 diskutiert.



(a) Die aus dem Gifford-McMahon-Prozess resultierenden vertikalen Vibrationen erreichen eine Amplitude von ca. $8\text{ }\mu\text{m}$.



(b) Am unteren Ende des Kaltkopfs führen die aus dem Gifford-McMahon-Prozess resultierenden horizontalen Vibrationen zu Auslenkungen mit einer Amplitude von ca. $4\text{ }\mu\text{m}$.

Abbildung 6.3: Zeitaufgelöste Auslenkung des Kaltkopfs in (a) vertikaler Richtung und (b) in horizontaler Richtung [105].

6.3 Aufbau zur Targeterzeugung

In Abbildung 6.4 wird der Aufbau zur Erzeugung von freistehenden kryogenen Targets gezeigt, wie er im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Er wird vom in Abschnitt 6.1 vorgestellten Gifford-McMahon-Kühler gekühlt. Bei dem Aufbau handelt es sich um den aktuellsten Entwicklungsschritt einer Evolution, deren Grundlage von den Kooperationspartnern am Rutherford Appleton Laboratory und von Stefan Bedacht gelegt wurde.

Der Kaltkopf selbst ist in Abbildung 6.4 nicht sichtbar, seine Orientierung ist analog zu Abbildung 4.8. Die Sekundärstufe kühlt den austauschbaren Targetrahmen (1). Dieser kann von einer kleinen motorisierten Zuchtkammer (2) mit Saphirglasfenstern umschlossen werden. Das Targetgas wird über Anschlüsse (3) in die Zuchtkammer geleitet. Die angeschlossenen Schläuche sind hier nicht dargestellt, um die Übersichtlichkeit zu verbessern. Nach Targeterzeugung wird die Zuchtkammer vertikal nach unten bewegt, um dem Laser Zugang zum Target zu ermöglichen. Der Motor (4) ist mit glasfaserverstärkten Harzstäben (5) geringer Wärmeleitfähigkeit befestigt, was den thermischen Kontakt zwischen dem Motor und der gekühlten Targeteinheit verringert. Die vergleichsweise hohe Kühlleistung des Gifford-McMahon-Kühlers erlaubt, einen relativ kurzen Strahlungsschild (6) zu nutzen, sodass ein großer Raumwinkel für Diagnostik zur Verfügung steht. Temperatursensoren und Heizkapseln sind in einen Kupferblock eingebettet, der den Kaltkopf mit dem Rest des Aufbaus verbindet (vom Hitzeschild verdeckt).

Zur Wärmeisolation von der Umgebung wird der Kaltkopf in einer Vakuumkammer platziert.

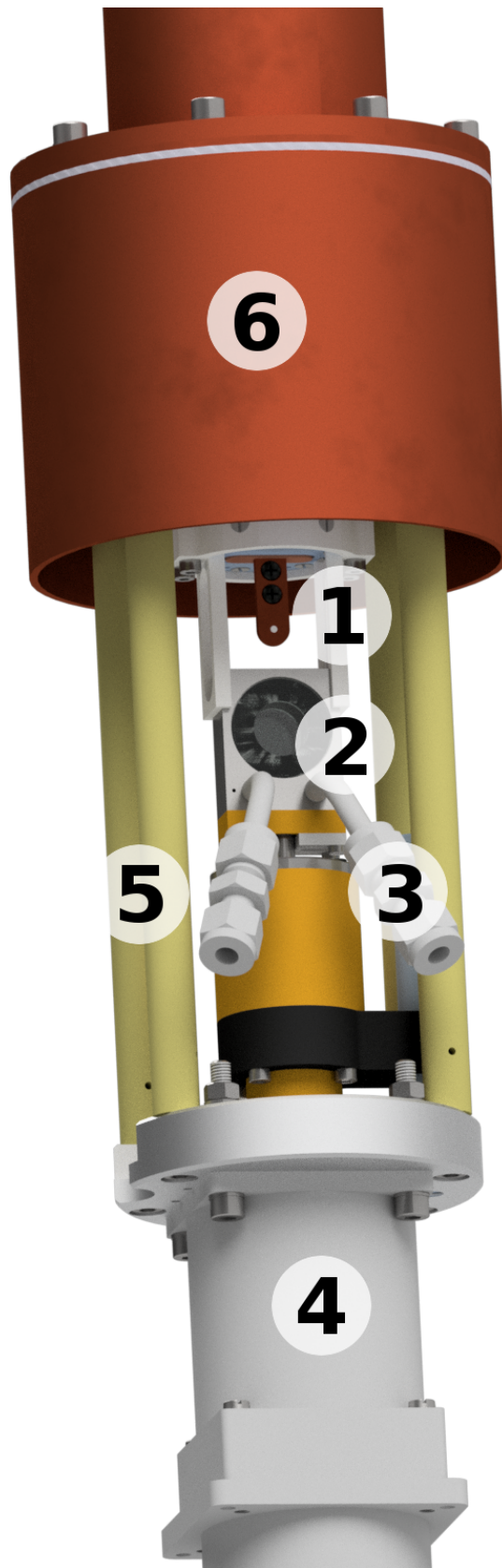


Abbildung 6.4: Darstellung des Aufbaus zur Erzeugung von kryogenen Targets, wie er im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Beschreibung in Abschnitt 6.3. Der vom Hitzeschild verdeckte Teil wird in Abbildung 6.12 dargestellt. [106]

6.4 Geometrie des Targetrahmens

Bei der Targeterzeugung wird die flüssige Phase genutzt, um eine Apertur in einem Kupferrahmen zu überspannen. Dabei ist es wichtig, dass die Flüssigkeit tatsächlich die Öffnung bedeckt und nicht an der Apertur vorbeifließt. Deshalb wurde ein dreidimensionaler Targetrahmen entwickelt, um den Fluss zur Apertur hinzuleiten. Dieser wird in Abbildung 6.5 gezeigt. Als Material wurde Kupfer wegen seiner hohen Wärmeleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen gewählt.

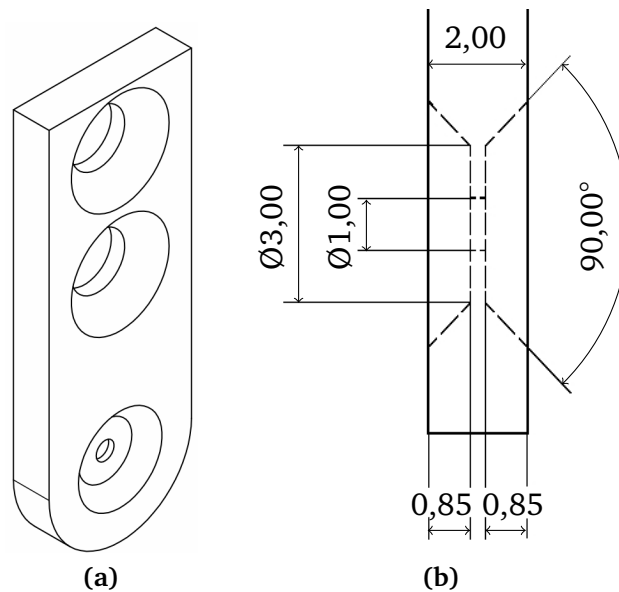


Abbildung 6.5: Gesamtansicht (a) und Querschnitts-Detailansicht (b) des dreidimensionalen Targetrahmens, wie er an der TU Darmstadt im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Die oberen beiden Löcher dienen zur Befestigung. Das untere ist die Apertur zur Targeterzeugung. Längenangaben in Millimetern. Abbildungen ebenfalls genutzt in Tebartz et al. (2017) [14].

Die Kollaborationspartner am Rutherford Appleton Laboratory entwickelten eine Geometrie, in der über die gezahnte Kante der Apertur in einer flachen Kupferfolie sichergestellt wird, dass die Flüssigkeit die Apertur füllt. Die Geometrie wird in Abbildung 6.6 gezeigt.

Bei der Laser-Materie-Wechselwirkung wird die Kante der Apertur beschädigt, vermutlich durch die Schockwelle, sodass vor der erneuten Erzeugung eines Targets ein Austausch des Targetrahmens erforderlich wird. Die Verformung wird in Abbildung 6.7 illustriert. Der Austausch des Targetrahmens erfordert ein Öffnen und damit Belüften der Vakuumkammer, sodass der gesamte Aufbau aufgewärmt und nach dem Austausch wieder heruntergekühlt werden muss. Die Zeit zwischen zwei möglichen Laser-Target-Interaktionen beläuft sich damit auf mindestens drei Stunden, was deutlich länger ist als die vom Lasersystem vorgegebene Taktzeit, welche zum Beispiel für das Lasersystem PHELIX 90 Minuten beträgt. Um die vorhandene Zeit am Lasersystem besser zu nutzen und auch um das Targetsystem auf Lasersysteme mit einer kürzeren Taktzeit anzupassen, hat Markus Hesse ein erweitertes System entworfen und thermisch simuliert. Dieses tauscht automatisiert bei geschlossener Vakuumkammer den Targetrahmen aus, sodass die aus dem Öffnen der Kammer resultierende Aufwärm- und Abkühlzeit wegfällt [30]. Das System wird in Abschnitt 7.2 näher vorgestellt.

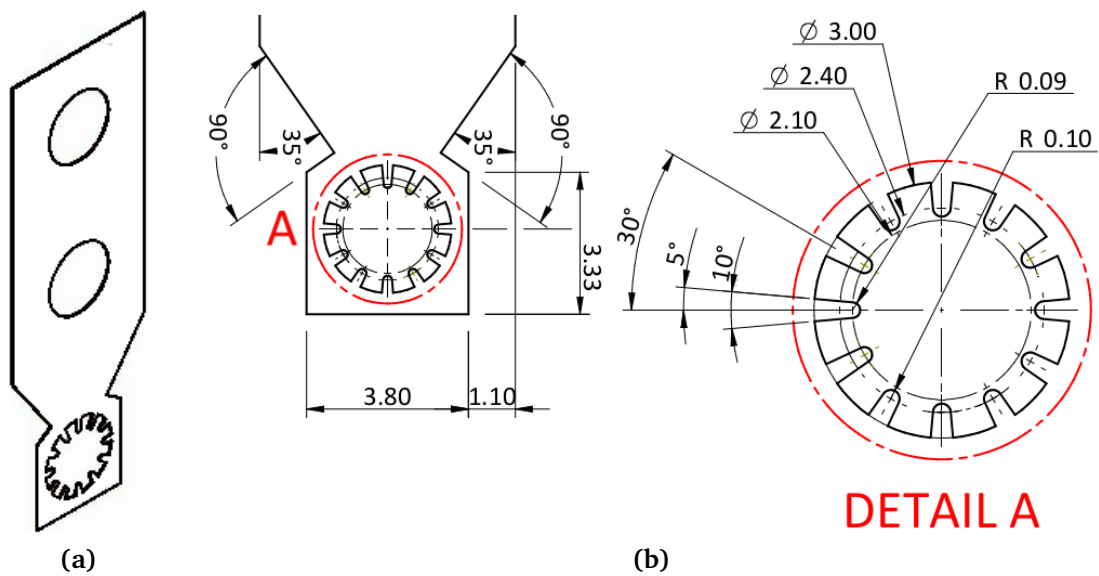


Abbildung 6.6: Gesamtansicht (a) und Detailansicht (b) des flachen Targetrahmens (Dicke 25 μm) mit gezahnter Apertur, am Rutherford Appleton Laboratory entwickelt. Längenangaben in Millimetern. Abbildung (a) ebenfalls genutzt in Tebartz et al. (2017) [14].

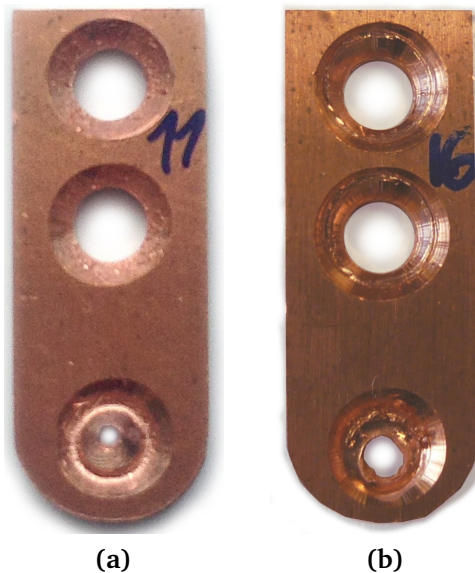


Abbildung 6.7: Targetrahmen vor Laser-Target-Interaktion (a) und nach Laser-Target-Interaktion (b). Der Rand der Apertur wird dabei beschädigt, sodass ein Austausch erforderlich ist. Die beiden oberen Löcher dienen zur Befestigung. In der unteren Apertur wird das Target erzeugt.

6.5 System zur Druckkontrolle

Damit das Targetmaterial als Flüssigkeit vorliegt, muss ein Druck oberhalb des Tripelpunktendrucks herrschen. Das Phasendiagramm in Abbildung 6.1 illustriert, dass diese Anforderung einen Druck von mehreren hundert Millibar zur Folge hätte. Dies steht der Rahmenbedingung entgegen, dass der Kaltkopf zur thermischen Isolation in einem Vakuum arbeitet. Die gesamte Vakuumkammer mit Targetgas des nötigen Drucks zu füllen, ist keine Option, da die Wärmelast auf den Kaltkopf durch Wärmeleitung, exemplarisch dargestellt in Abbildung 6.8, und Konvektion massiv erhöht werden würde. Dazu käme noch die Belastung der Vakuumpumpen. Schon bei Drücken von wenigen Millibar ist die Wärmeleitfähigkeit des Gases fast so hoch wie unter Atmosphärendruck. Die Isolierfähigkeit des Vakuums wird schon durch geringe Mengen an Gas zunichte gemacht. Um dies zu umgehen, wird der Targetrahmen von einer kleinen Kammer von nur wenigen Kubikzentimetern Volumen umschlossen. In diese Zuchtkammer kann Gas eingelassen werden, ohne das Vakuum der großen Kammer zu kompromittieren. Die Zuchtkammer wird in Abschnitt 6.6 genauer vorgestellt.

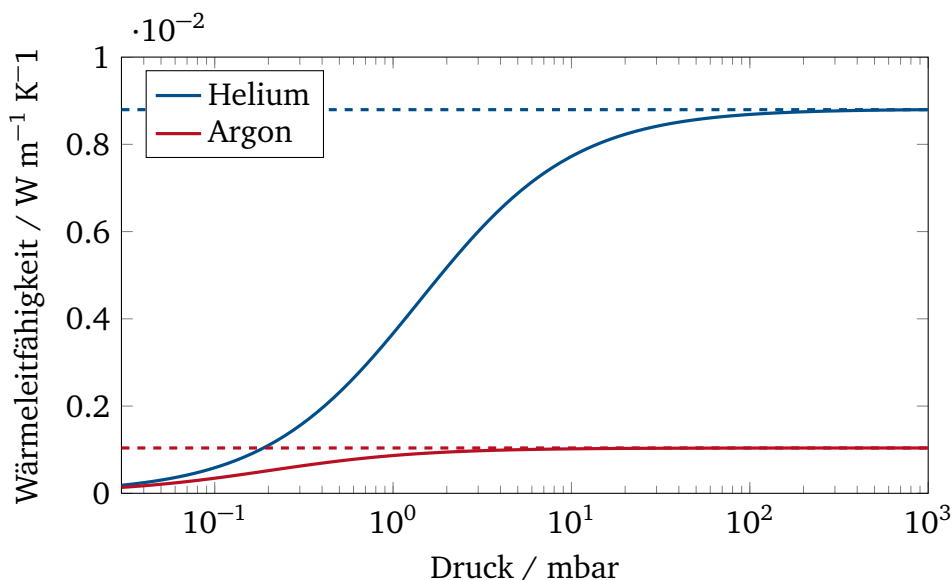


Abbildung 6.8: Die Wärmeleitfähigkeit, ohne Konvektion oder Strahlung, exemplarisch für Helium und Argon bei geringem Druck und hier bei einer Temperatur von 40°C. Daten von Waelbroek und Zuckerbrodt (1958) [107]. Die Asymptoten für hohe Drücke werden gestrichelt dargestellt.

Eine schematische Darstellung des Gassystems wird in Abbildung 6.9 gezeigt.

Zwischen dem Prozessgas und Helium als Spülgas kann mit einem manuellen Ventil gewechselt werden, sodass die Gasflaschen durchgehend angeschlossen bleiben können. An das Gassystem ist eine Membranpumpe zur Leerung angeschlossen, die durchgehend in Betrieb ist. Die Gasmenge und damit der Druck im System wird durch zwei Massenflussregler gesteuert, die den Zufluss von der Gasflasche und den Abfluss Richtung Pumpe regeln.

Die Drucksteuerung wird über LabVIEW-Software kontrolliert [108].

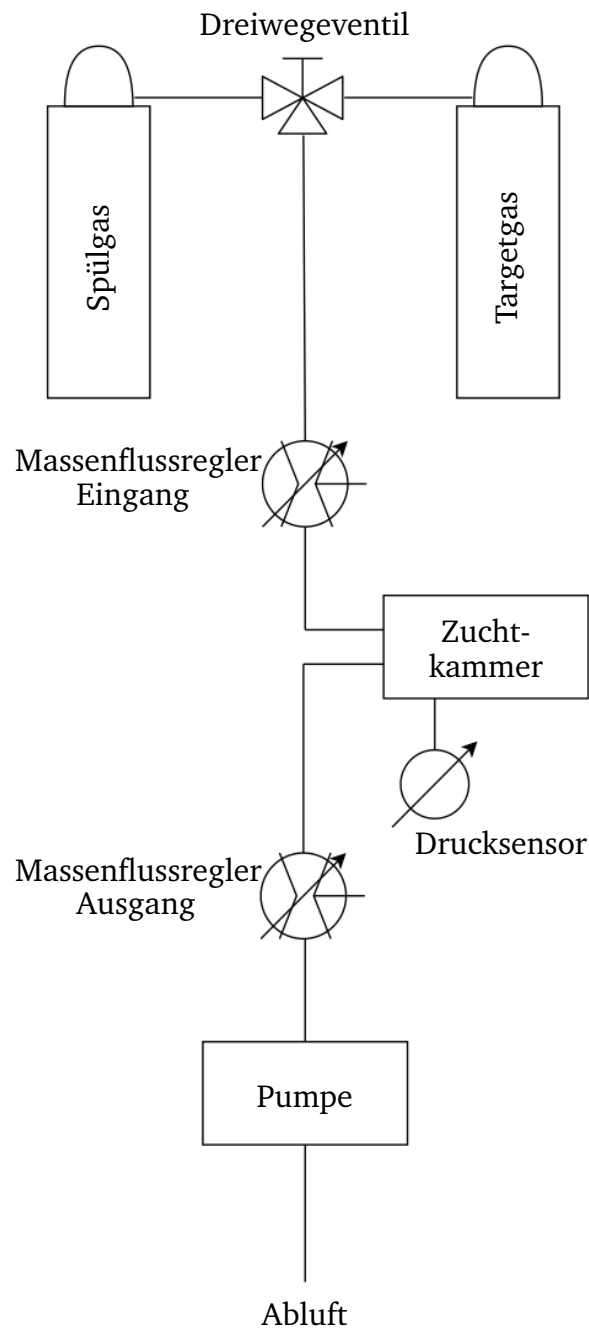


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung des Gassystems. Die beiden Gasflaschen für Spülgas und Targetgas sind dauerhaft angeschlossen. Mittels eines manuell steuerbaren Dreiwegeventils kann zwischen den beiden Gasen gewechselt werden. Die Gasmenge und damit der Druck in der Zuchtkammer wird mittels zwei Massenflussreglern eingestellt, die Ein- und Ausgang regeln. Eine Pumpe sorgt dafür, dass durch den Ausgangs-Massenflussregler Gas aus dem System entfernt werden kann.

6.6 Geometrie der Zuchtkammer

Die Zuchtkammer hat die Aufgabe, das Targetgas einzuschließen. Somit können hohe Drücke erreicht werden, ohne das umgebende Vakuum zu beeinflussen. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Zuchtkammer ist eine Weiterentwicklung einer Zuchtkammer, die von den Kollaborationspartnern am Rutherford Appleton Laboratory gebaut wurde. Die Zuchtkammer ist den Abbildungen 6.10 und in Relation zum Rest des Aufbaus in Abbildung 6.11 zu sehen.

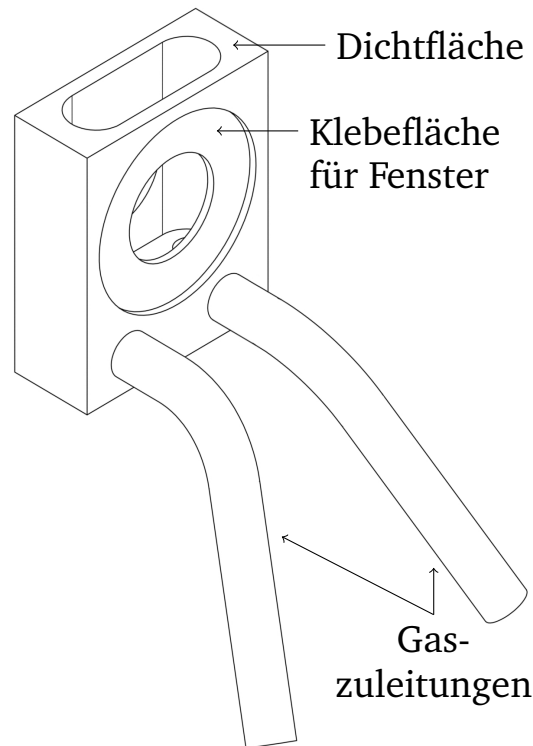


Abbildung 6.10: Zeichnung der Zuchtkammer. Sie ist aus Edelstahl gefertigt. Die Gaszuleitungen werden über Swagelok-Anschlüsse mit Teflonschlauch verbunden.

Die Zuchtkammer muss bewegbar sein, um das Target während des Herstellungsprozesses einschließen zu können, aber danach den Zugang für den Laserstrahl und die Ionenstrahldiagnostik freizugeben. Dies wird durch eine vertikale Motorisierung erreicht.

Fenster ermöglichen es, bei geschlossener Zuchtkammer die Targetbildung visuell zu verfolgen. Ist das Verhalten des Systems auf Temperatur- und Druckänderung sehr gut bekannt, ist es auch möglich, ohne die visuelle Kontrolle ein Target zu erzeugen, aber die optische Kontrolle ist bei jeder Veränderung am System wieder nötig und gibt auch beim bekannten System mehr Sicherheit.

Die Zuchtkammer ist mit einem Drucksensor verbunden, sodass durchgehend der Druck gemessen werden kann. Sie wird durch Aluminiumschienen geführt und dichtet durch Anpressen an eine Edelstahlschneide. Diese ist an dem Kupferblock befestigt, der auch den Targetrahmen trägt. Somit ist die Dichtfläche an der Oberseite der Zuchtkammer selbst glatt. Um Dichtheit zwischen Dichtfläche und Schneidkante zu gewährleisten, wird eine Kaptonfolie auf die Dichtfläche aufgelegt, in die sich die Schneidkante einprägt.

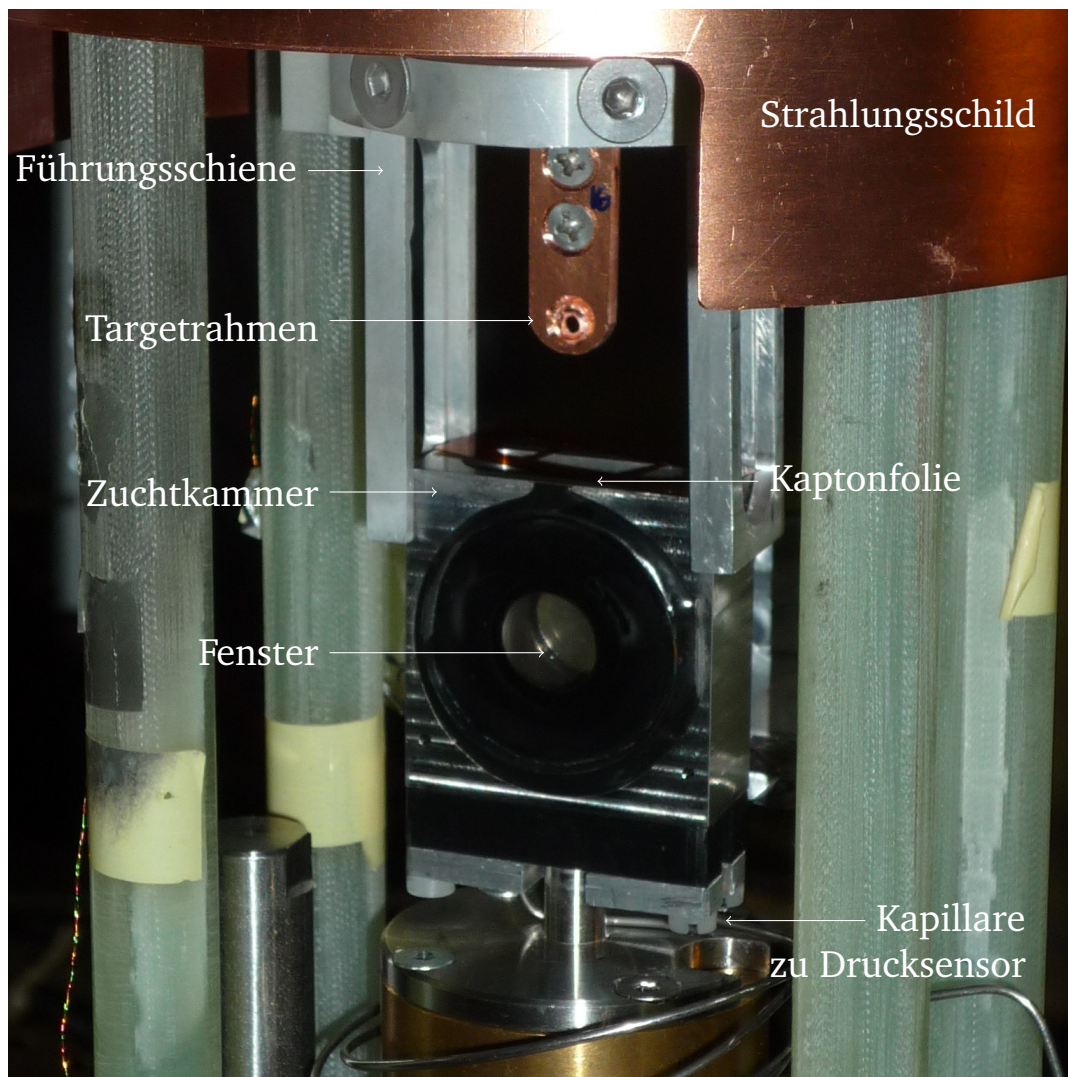


Abbildung 6.11: Die Zuchtkammer in offenem Zustand gibt den Blick auf den Targetrahmen frei. Auf der Dichtfläche ist die Kaptonfolie zu sehen. Eine Kapillare verbindet das Zuchtkammervolumen mit einem Drucksensor, sodass der Druck in der Zuchtkammer durchgehend gemessen werden kann. Die Gasanschlüsse sind in dieser Perspektive rückseitig, deswegen hier nicht sichtbar.

Die aktuelle Zuchtkammer ist im Vergleich zur vorher verwendeten hinsichtlich zweier Punkte verbessert:

Gasanschlüsse

Die größte Veränderung liegt in den Gasanschlüssen. Eine einzelne Kapillarleitung wurde durch zwei Anschlüsse mit großem Durchmesser ersetzt, sodass die Zuchtkammer effizienter ausgepumpt oder mit Helium gespült werden kann. Außerdem kann durch den erhöhten Leitungsdurchmesser viel schneller Targetgas nachgeliefert werden, zum Beispiel um während des Kondensationsprozesses den Druck weiter hoch zu halten. Des Weiteren war die vorherige Kapillarleitung nicht an der Zuchtkammer befestigt, sondern wurde durch den gekühlten Kupferblock geführt. Somit konnte sie leicht durch gefrorenes Targetgas oder gefrorene Verunreinigungen verstopft werden. Die neuen Leitungen sind ungekühlt, was auch das Spülen mit Helium, und damit das Entfernen von Verunreinigungen wie Restatmosphäre, vereinfacht.

Der Drucksensor befindet sich aus Platzgründen nicht in der Zuchtkammer, sondern ist mit dieser durch eine dünne Gasleitung verbunden. In Abbildung 6.4 ist der Drucksensor nicht dargestellt, die Anschlussstelle ist jedoch neben dem linken Gaszugang angedeutet.

Fenster

Als Fenstermaterial wird Saphirglas anstelle von BK7 genutzt, um den starken Spannungen durch die Temperaturunterschiede und der mechanischen Belastung beim Dichten Rechnung zu tragen, welche vorher zu mehreren Fensterbrüchen geführt hatten.

6.7 System zur Temperaturkontrolle

Die genutzten Kältemaschinen sind in ihrer Kühlleistung nicht regelbar, sondern können nur ein- oder ausgeschaltet werden. Im Betrieb stellt sich eine Gleichgewichtstemperatur ein, die sich aus der Kühlleistung der Kältemaschine und dem Wärmeeintrag durch thermische Strahlung von der Umgebung und durch Wärmebrücken ergibt. Um eine Temperatur oberhalb dieser Gleichgewichtstemperatur zu erreichen, muss der Wärmeeintrag erhöht werden. Zu diesem Zweck sind im Aufbau Heizkapseln verbaut. Diese setzen über ihren elektrischen Widerstand elektrische Leistung in Wärme um, sodass sich durch die erhöhte Wärmelast ein neues Gleichgewicht mit einer erhöhten Gleichgewichtstemperatur einstellt.

Umgekehrt kann durch die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands aus dem Widerstand eines geeigneten Körpers die Temperatur bestimmt werden. Verschiedene für sehr niedrige Temperaturen geeignete Sensortypen sind kommerziell erhältlich. Die beiden Typen, welche im hier beschriebenen Aufbau genutzt wurden, werden in den Abschnitten 6.7.1 und 6.7.2 vorgestellt.

Der Regelkreis aus Temperatursensoren und Heizkapseln wird von LabVIEW-Software kontrolliert [108].

Bei der Analyse von Messwerten ist zu beachten, dass ein Sensor immer nur eine lokale Temperatur messen kann. Die Temperatur des zu messenden Körpers kann durch schlechten thermischen Kontakt, durch den Messstrom deponierte Heizleistung, thermische Strahlung oder einfach einen Temperaturgradienten im dazwischenliegenden Material davon abweichen. Nur wenn sichergestellt ist, dass die Eigentemperatur eines Sensors mit der seiner Umgebung übereinstimmt, kann über den Messwert des Sensors eine Aussage über die Temperatur eines Bauteils getroffen werden. Dies bedeutet, dass ein guter thermischer Kontakt zwischen den Sensoren und den Bauteilen, deren Temperatur gemessen werden soll, hergestellt werden muss. Aus diesem Grund wurden Temperatursensoren in möglichst passgenaue Aussparungen eingebaut und der thermische Kontakt mit Wärmeleitpaste (Apiezon N, optimiert für Tieftemperaturanwendungen) verbessert. Trotzdem ist zu beachten, dass die Sensoren bei schnellen Temperaturänderungen verzögert reagieren, sodass die gemessene Temperatur nicht immer der Temperatur des Targets zu diesem Zeitpunkt entspricht. Die im Aufbau vorgesehenen Positionen für Heizkapseln und Temperatursensoren werden in Abbildung 6.12 dargestellt.

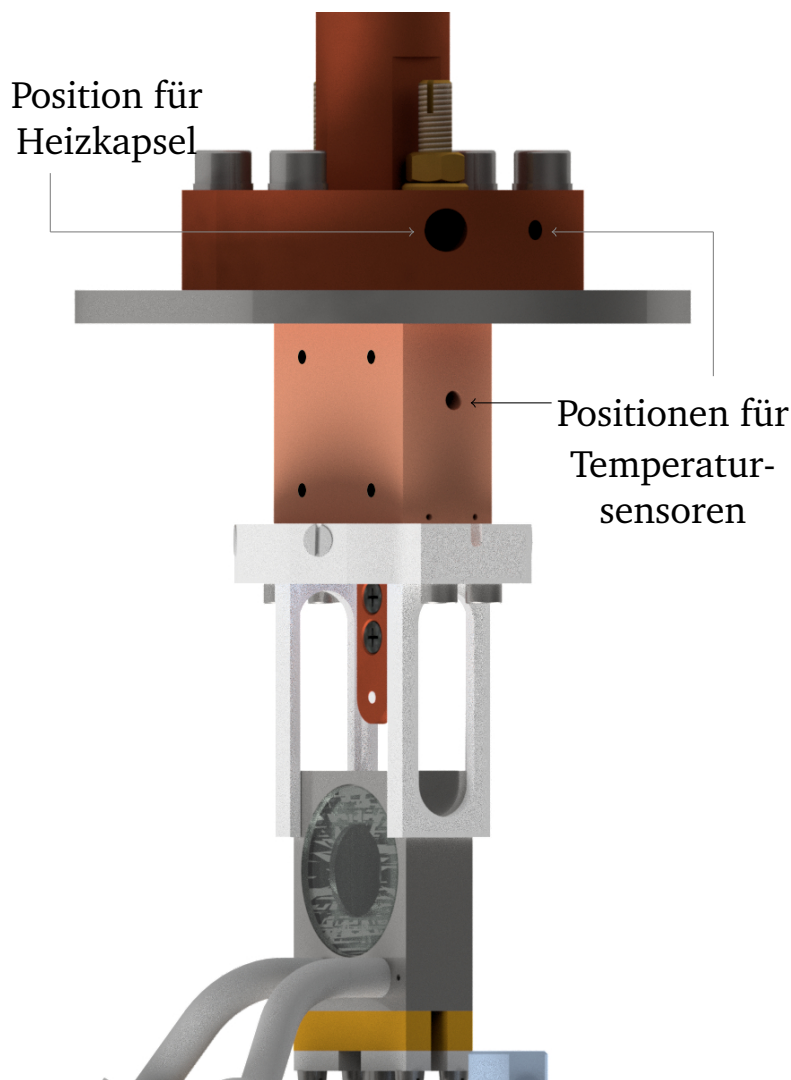


Abbildung 6.12: Diese Abbildung zeigt den Bereich, der in Abbildung 6.4 teilweise vom Hitzeschild verdeckt wird [106]. Es werden die aus dieser Perspektive sichtbaren möglichen Positionen für Heizkapseln und Temperatursensoren gezeigt. Weitere befinden sich auf der Rückseite und am Anschluss an den Kaltkopf. Durch den Blickwinkel schräg von der Seite tritt perspektivische Verzerrung auf.

Es ist zu beachten, dass die Kabel zu den Temperatursensoren Wärmebrücken zwischen dem gekühlten Aufbau und der warmen Umgebung darstellen. Um den Gesamtwärmestrom über die Kabel gering zu halten, werden Kabel aus Materialien mit niedriger Wärmeleitfähigkeit eingesetzt, was mit niedriger elektrischer Leitfähigkeit einhergeht. Die daraus für die Temperaturmessung folgenden Implikationen werden in Abschnitt 6.7.3 behandelt. Um des Weiteren sicherzustellen, dass der Temperatursensor die Temperatur des zu messenden Objekts annimmt und nicht durch die Wärmebrücke des Kabels geheizt wird, werden die Kabel durch Kontakt mit dem Kaltkopf gekühlt [109].

6.7.1 Cernox-Temperatursensoren

Die Firma Lakeshore Cryotronics hat unter dem Namen *Cernox* Keramik-Dünnschicht-Temperatursensoren entwickelt. Diese erreichen Genauigkeiten von einigen Millikelvin durch ihren hohen Widerstand und dessen hohe Temperaturabhängigkeit. Daten dazu werden in den Abbildungen 6.13 und 6.14 gezeigt. Die Sensoren sind jedoch individuell sehr unterschiedlich, sodass jedes Exemplar eine individuelle Kalibrierkurve benötigt, welche vom Hersteller mitgeliefert wird. Cernox-Sensoren sind strahlungs- und magnetfeldresistent, überstehen jedoch nicht den elektromagnetischen Puls, der bei der Laser-Target-Wechselwirkung entsteht – sie müssten also danach jedesmal ausgetauscht werden. Aufgrund ihres hohen Preises von etwa 700 \$ pro Stück [110] sind sie somit zur Temperaturüberwachung im Experimenteinsatz aus Kostengründen nicht geeignet. Sie wurden im Rahmen dieser Arbeit als Referenz zur Kalibrierung von Platin-Sensoren genutzt.

6.7.2 Platin-Temperatursensoren

Platin-Temperatursensoren nutzen den reproduzierbaren und mit der Temperatur fast linear ansteigenden elektrischen Widerstand des Metalls Platin. Daten dazu werden in Abbildung 6.13 gezeigt. Diese Eigenschaft gilt jedoch nur für Temperaturen oberhalb von etwa 50 K, sodass Platin-Sensoren im Temperaturbereich darüber als sehr genau und verlässlich gelten, was die Daten in Abbildung 6.14 zeigen, auch in Bereichen hoher Strahlung und hohen Magnetfelds. Die Norm DIN EN 60751 [111] legt Widerstandswerte und Genauigkeitsklassen im Temperaturbereich zwischen 73 und 1123 K fest, sodass die Austauschbarkeit bei gleicher Kalibrierkurve gegeben ist. Im Niedrigtemperaturbereich werden Platin-Temperatursensoren jedoch im Allgemeinen nicht eingesetzt, da der elektrische Widerstand sehr gering ist bei gleichzeitig geringer Temperaturabhängigkeit in diesem Bereich, was die Genauigkeit herabsetzt. Auch diese Sensoren werden durch den elektromagnetischen Puls im Experiment im Allgemeinen zerstört. Außerdem müssen sie für Tieftemperaturanwendungen individuell kalibriert werden, da eine Austauschbarkeit bei geringer Temperatur nicht mehr gegeben ist [112]. Aufgrund des geringen Stückpreises von wenigen Euro wurde dieser Sensortyp trotzdem für den Experimenteinsatz im Rahmen dieses Projekts gewählt.

Bei der Wahl zwischen Sensoren hohen oder niedrigen Widerstandes ist zu beachten, dass bei einem hohen Widerstand die Messgenauigkeit steigt. Gleichzeitig steigt aber auch die im Sensor durch den Messstrom deponierte Heizleistung, was durch die Selbsterwärmung die Genauigkeit wieder herabsetzt. Platin-Temperatursensoren werden nach ihrem Widerstand bei Raumtemperatur klassifiziert und entsprechend bezeichnet. In diesem Fall wurden Sensoren mit Nennwiderstand 100 Ω gewählt. Dementsprechend lautet ihre Bezeichnung Pt100.

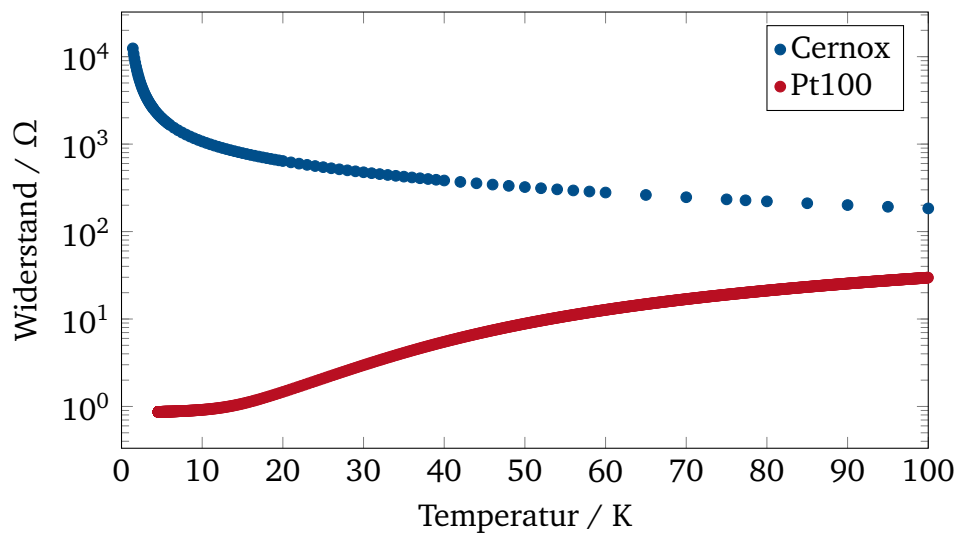


Abbildung 6.13: Elektrischer Widerstand eines Cernox-Sensors [113] und eines Pt100-Sensors [112] in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Cernox-Sensoren verhalten sich als sog. Heißleiter mit einem hohen elektrischen Widerstand mit hohem Gradienten bei niedrigen Temperaturen, sodass im Niedrigtemperaturbereich eine sehr genaue Messung möglich ist. Dagegen wird beim Platin-Temperatursensor als Kaltleiter der Widerstand bei niedriger Temperatur sehr klein.

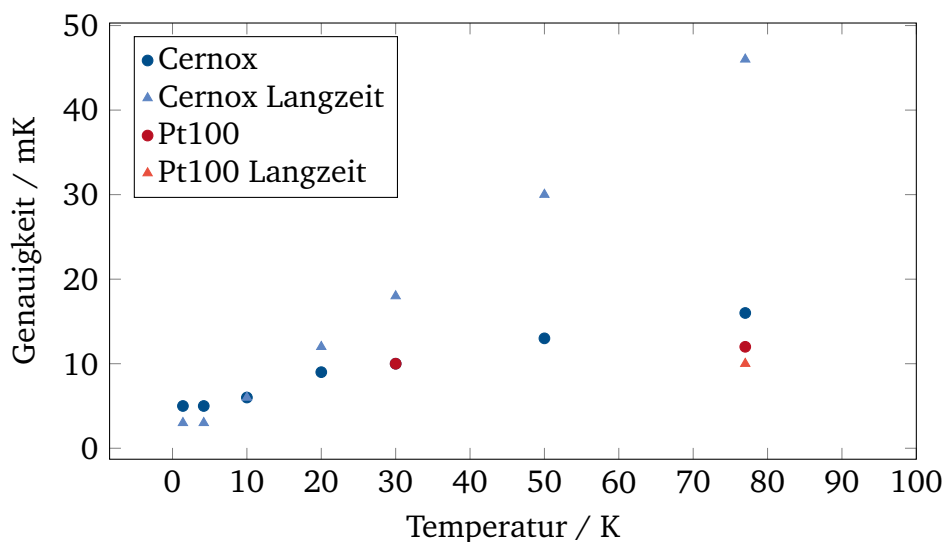


Abbildung 6.14: Messgenauigkeit von Cernox-Sensoren [114] und Pt100-Sensoren [115] nach Herstellerangaben. Beide Typen weisen, auch im Langzeitbetrieb, Genauigkeiten im Bereich von mehreren Millikelvin auf. Jedoch ist zu beachten, dass der Hersteller keine Genauigkeitsangaben für Pt100-Sensoren für Temperaturen unterhalb 30 K macht, da die Sensoren für diesen Bereich aufgrund der geringen Temperaturabhängigkeit ihres Widerstandes üblicherweise nicht genutzt werden.

6.7.3 Leitungswiderstand

Bei einer indirekten Temperaturmessung über den elektrischen Widerstand eines Sensors muss der elektrische Widerstand der Zuleitungen berücksichtigt werden. Im Kryobereich werden Kabelmaterialien mit geringer Wärmeleitfähigkeit genutzt, um den externen Wärmeeintrag und die daraus folgende Verfälschung der Temperaturwerte zu verringern. Diese Materialien haben gleichzeitig eine geringe elektrische Leitfähigkeit, sodass der Einfluss des Widerstands der Zuleitung nicht vernachlässigt werden kann. Zum Beispiel kann eine Manganin-Leitung bis zu $35 \Omega/\text{m}$ Widerstand bei 4.2 K haben [116].

Um den Widerstand der Leitung herauszurechnen, wird das Prinzip der *Vierletermessung* genutzt. Dabei wird der Sensor an vier Leitungen entsprechend dem in Abbildung 6.15 gezeigten Schema angeschlossen. Zwischen zwei von ihnen wird eine Konstantstromquelle geschaltet. Zwischen den anderen beiden Leitern wird die Spannung gemessen. Spannungsmessgeräte haben einen sehr hohen intrinsischen Widerstand, sodass die Stromaufspaltung an den Knoten zu vernachlässigen ist ($I_U \ll I$). Somit ist der Strom, der durch den Widerstand R fließt, annähernd der bekannte, von der Quelle gelieferte, Strom I . Im Stromkreis mit der Spannungsmessung fällt über den Leitungswiderständen nur die Spannung $R_L \cdot I_U$ ab, über dem Sensorwiderstand jedoch die Spannung $R \cdot I$. Erstere ist aufgrund des kleinen Stroms ($I_U \ll I$) zu vernachlässigen, sodass die gemessene Spannung der Spannung über dem Sensorwiderstand R entspricht. Mittels des Ohmschen Gesetzes $R = U/I$ kann der Betrag des Sensorwiderstands ermittelt werden.

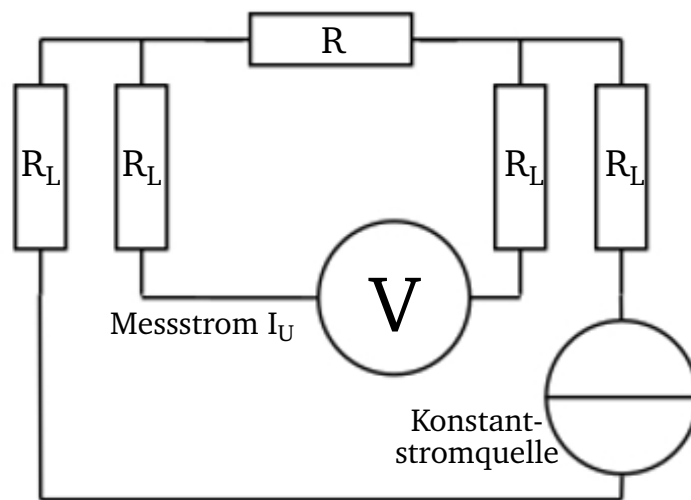


Abbildung 6.15: Prinzip der Vierletermessung. Vier gleichartige, gleich lange Leitungen mit dem Widerstand R_L werden an den zu messenden Widerstand R angeschlossen. Zwischen zwei dieser Leitungen wird eine Konstantstromquelle geschaltet, zwischen die anderen beiden ein Spannungsmessgerät.

6.8 Rolle des Strahlungsschilds

Das Target und die gekühlten Teile sind durchgehend Energieübertrag durch thermische Strahlung ausgesetzt, da die Umgebung des Aufbaus Raumtemperatur hat. Schon geringe Temperaturunterschiede wirken sich durch die starke Temperaturabhängigkeit der durch Schwarzkörperstrahlung übertragenen Leistung stark aus.

Zwei Körper unterschiedlicher Temperatur tauschen, unter der Annahme eines gleichen Absorptionskoeffizienten, nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz in Gleichung (5.16) über thermische Strahlung Energie aus. Netto wird dem kälteren Körper dabei die Differenzleistung

$$\Delta P = P_{\text{Einstrahlung}} - P_{\text{Abstrahlung}} \propto T_{\text{warm}}^4 - T_{\text{kalt}}^4 \quad (6.1)$$

zugeführt. Durch den starken Einfluss der Temperatur kann schon eine geringe Abkühlung die Leistungszufuhr über thermische Strahlung deutlich verringern. Dies wird in Abbildung 6.16 quantitativ gezeigt. Um den Effekt zu nutzen wird an der Primärstufe des Kaltkopfs ein Strahlungsschild aktiv gekühlt, was den Wärmeeintrag über Strahlung zu verringert und niedrigere Temperaturen zu erreichen lässt. Schon ein aktiv auf 100 K gekühlter Strahlungsschild verringert den Eintrag von thermischer Strahlungsleistung auf ca. 1 % im Vergleich zu einer Fläche mit Raumtemperatur.

Die Geometrie des Strahlungsschilds wird in Abbildung 6.17 gezeigt. Durch die vergleichsweise hohe Kühlleistung des Gifford-McMahon Kühlers ist es möglich, den Strahlungsschild kurz zu halten, sodass mit dem Target als Referenzpunkt ein großer Raumwinkel offen bleibt, der für die Targetdiagnostik genutzt werden kann. Dies wird auch in Abbildung 6.4 deutlich.

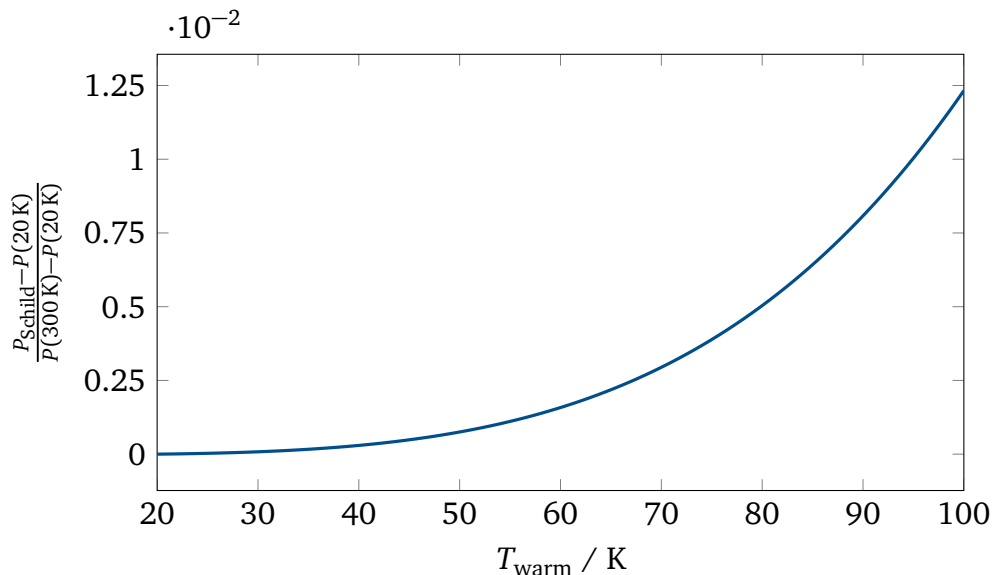


Abbildung 6.16: Wärmeleistung, die netto zwischen zwei Körpern mit den jeweiligen Temperaturen T_{warm} und $T_{\text{kalt}}=20 \text{ K}$ ausgetauscht wird, relativ zu der Wärmeleistung, die dem kälteren Körper von einer ungekühlten Fläche bei Raumtemperatur zugeführt würde. Zur Vereinfachung sind hier gleiche Flächen und gleiche Absorptionskoeffizienten angenommen.

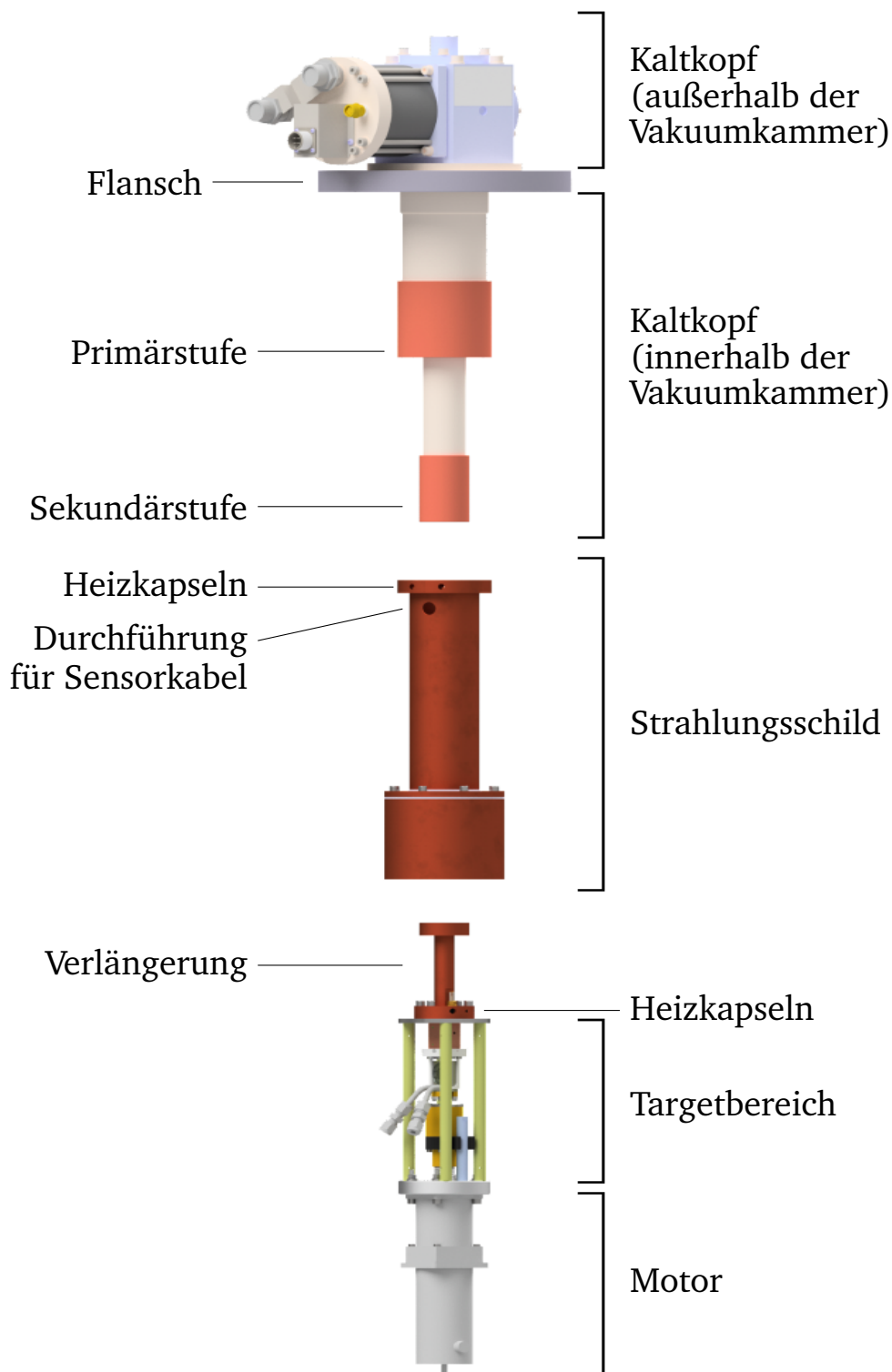


Abbildung 6.17: Explosionszeichnung des Kaltkopfs mit Strahlungsschild und Targetbereich. Das Verlängerungsstück dient der Anpassung an die PHELIX-Targetkammer, um das Target auf Laserfokushöhe zu bringen. Abbildung modifiziert nach Hesse (2016) [105].

6.9 Prozess der Targetherstellung

Wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben, wird ein freistehendes festes Target erzeugt, indem gasförmiges Targetmaterial bis zu einem Druck oberhalb des Tripelpunktendrucks in eine kleine Zuchtkammer eingeleitet wird. Unterschreitet die Temperatur den Siedepunkt, benetzt das nun flüssige Targetmaterial den Targetrahmen und überdeckt die darin liegende Apertur. Dieses Stadium wird in Abbildung 6.18 gezeigt. Anschließendes Herunterkühlen verfestigt das Material. Die Zuchtkammer kann abgezogen werden, sodass das freistehende Target zur Charakterisierung, welche in Kapitel 8 besprochen wird, beziehungsweise zur Wechselwirkung mit dem Laser zugänglich ist.

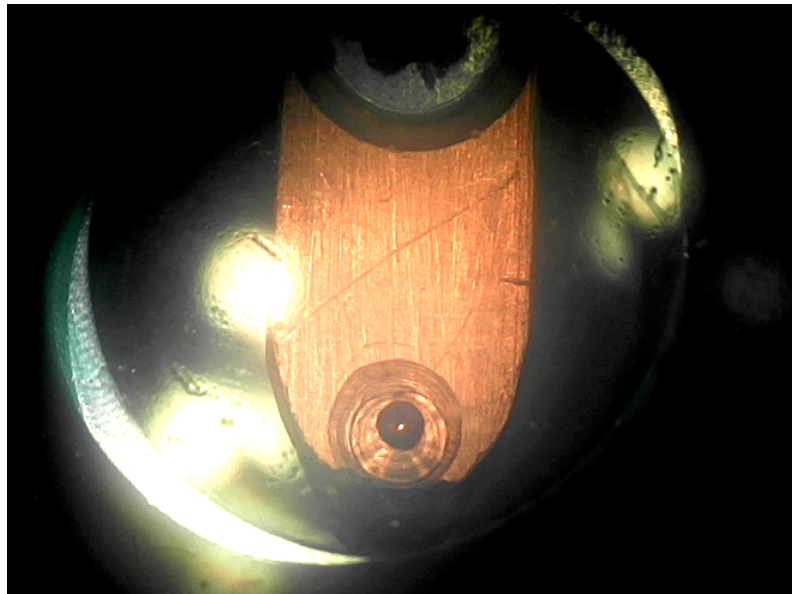


Abbildung 6.18: Der Targetrahmen während des Vorgangs der Targeterzeugung. Flüssiges Deuterium füllt die Apertur im Targetrahmen und sammelt sich als Tropfen an der Unterseite des Targetrahmens. Das Licht, welches in der Apertur zu sehen ist, stammt von einem chromatisch-konfokalen Sensor, welcher in Abschnitt 8.3 diskutiert wird.

Der aus den Prozess zur Targeterzeugung resultierende Weg im Phasenraum wird durch Messwerte in Abbildung 6.19 illustriert. Bei einem Druck oberhalb des Tripelpunktendrucks führt Kühlen auf eine Temperatur unterhalb des Siedepunktes zur Verflüssigung. Die Erwartung ist, dass der Druck bei weiterer Abkühlung genau auf der Sublimationslinie läuft, jedoch ist dies in den Daten nicht der Fall. Der Offset rührt wahrscheinlich von einem Temperaturgradienten zwischen dem Target und dem Ort des Temperatursensors her, da letzter weiter oben, also näher an der aktiv gekühlten Fläche platziert ist. Außerdem befindet sich der Sensor in einer großen thermischen Masse und wird zusätzlich vom Hitzeschild vor thermischer Strahlung geschützt. In der Summe hat der Sensor in der Nicht-Gleichgewichtssituation des Abkühlens eine niedrigere Temperatur als das Target.

Nachdem sich das Targetmaterial durch Abkühlen verfestigt hat, wird die Zuchtkammer entfernt. Dabei tritt ein rapider Temperaturanstieg auf, welcher in Abbildung 6.19 sichtbar ist. Während eine Temperatur knapp unterhalb der Tripelpunkttemperatur ausreichend ist, um das Material zu gefrieren, kann der Temperaturanstieg so groß sein, dass das System sich auf eine Temperatur oberhalb des Tripelpunktes erwärmt. Die Erwärmung wird von der Kühlung innerhalb einiger

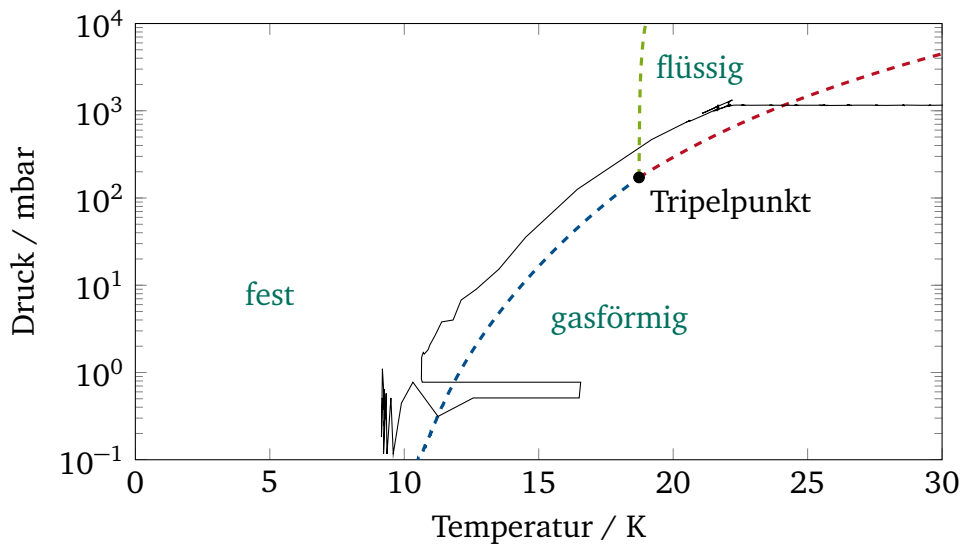


Abbildung 6.19: Temperatur- und Druckmessung (in grau) im Phasendiagramm für den Herstellungsprozess eines Deuteriumtargets.

Sekunden wieder ausgeglichen, das Target ist zu diesem Zeitpunkt jedoch schon zerstört. Um das zu verhindern, muss die Temperatur vor dem Entfernen der Zuchtkammer, im Folgenden *Basistemperatur* genannt, niedrig genug sein, sodass der plötzliche Temperaturanstieg durch das Entfernen vorkompensiert wird und die Temperatur insgesamt unterhalb der Tripelpunkttemperatur bleibt. Ausreichende Kühlleistung beziehungsweise ausreichende Abschirmung gegen thermische Strahlung und Verringerung von Wärmebrücken ist hier eine Voraussetzung für das Überleben des Targets. Eine Basistemperatur knapp unterhalb der Tripelpunkttemperatur ist nicht ausreichend.

Eine mögliche Ursache des plötzlichen Temperaturanstiegs ist, dass sich während des Targetherstellungsprozesses Targetmaterial an der Wand der Zuchtkammer abscheidet, da diese während der Targetherstellung im Kontakt mit der gekühlten Dichtfläche ist. Wird die Zuchtkammer entfernt, entfällt die aktive Kühlung, sodass das Material sublimiert. Damit befindet sich kurzzeitig ein Gas in der Targetkammer, was durch Wärmeleitung und Konvektion das Target aufwärmt. Für Daten dazu sei auf Abbildung 6.8 verwiesen. Das Gas wird im Folgenden schnell durch die Vakuumpumpen entfernt, sodass die Wärmezufuhr wegfällt und die Kühlung die Temperatur wieder reduziert.

Diese These wird dadurch gestützt, dass der Effekt verschwindet, wenn sich der Aufbau in einer größeren Vakuumkammer mit stärkeren Pumpen befindet. Abbildung 6.20 stellt den Temperaturverlauf während der Entfernung der Zuchtkammer für zwei verschiedene Vakuumkammern gegenüber: Einmal befand sich der Aufbau in der Testkammer mit einem Volumen von ca. $0,3 \text{ m}^3$, einmal in der PHELIX-Vakuumkammer mit ca. 2 m^3 Volumen und einer höheren Pumpleistung. In beiden Fällen hatten die Wände der Kammer Raumtemperatur.

Aus dem Temperaturverlauf kann nicht zwangsläufig geschlossen werden, dass in der großen Vakuumkammer gar keine Temperaturerhöhung auftritt, da sich der Temperatursensor nicht genau am Target und außerdem in einem Körper größerer thermischer Masse befindet. Somit liegt eine Dämpfung zwischen der Temperatur des Targets und der gemessenen Temperatur des Sensors vor, sodass bei schnellen zeitlichen Änderungen eine Verzögerung resultiert. Des Weiteren könnte ein kleiner Temperaturanstieg schneller von der Kühlung korrigiert worden sein,

als die zeitliche Auflösung des Temperaturprotokolls zeigt. Die These, dass in einer größeren Vakuumkammer mit höherer Pumpleistung der Temperaturanstieg zumindest verringert wird, kann aber aufrechterhalten werden.

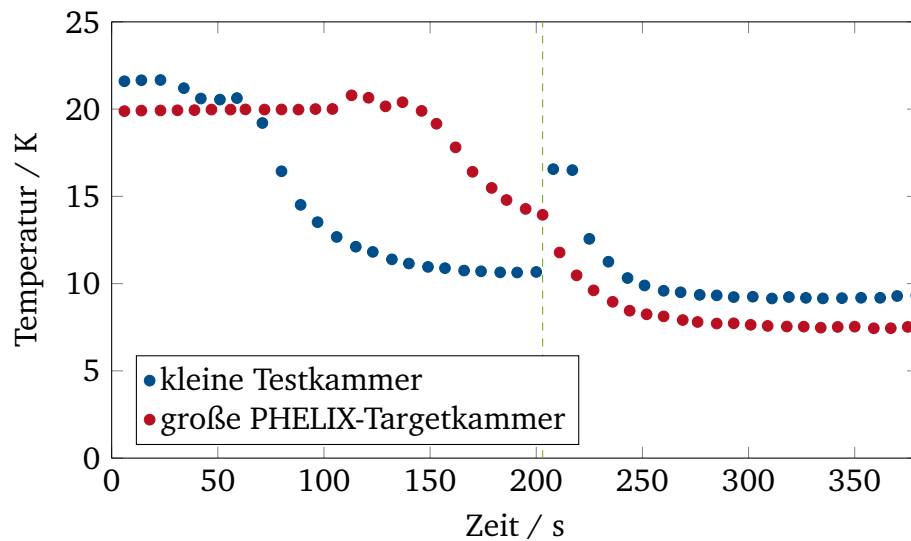


Abbildung 6.20: Nachdem das Targetmaterial durch Abkühlen gefroren ist, wird die Zuchtkammer entfernt. Dabei tritt eine schnelle Temperaturerhöhung auf, die durch die ständig laufende Kühlung schnell wieder korrigiert wird. Der Effekt verringert sich oder verschwindet sogar, wenn der Aufbau sich in einer Vakuumkammer höheren Volumens mit höherer Pumpleistung befindet. Der Nullpunkt der Zeiten auf der x-Achse ist willkürlich und in dieser Grafik so definiert, dass das Abziehen der Zuchtkammer zur selben Zeit in der Grafik erfolgt. Dies wird durch die gestrichelte Linie markiert.



7 Andere Verfahren zur Erzeugung kryogener Targets

In diesem Abschnitt sollen einige alternative Methoden zur Erzeugung kryogener Targets, die schon entwickelt wurden und noch entwickelt werden, kurz vorgestellt und verglichen werden.

7.1 Kondensationsmethode

Der Aufbau zur Targeterzeugung, der für diese Arbeit genutzt und weiterentwickelt wurde, entstammt in der Basis einem Aufbau, welcher von den Kollaborationspartnern am Rutherford Appleton Laboratory entwickelt wurde. Beide nutzen das gleiche Prinzip der Kondensationsmethode, das in Kapitel 6 dargelegt wurde. Die beiden Aufbauten sind eng verwandt, wurden jedoch in einigen Aspekten in unterschiedliche Richtungen weiterentwickelt. Diese werden auch in den Kapiteln 4, 6 und 10 diskutiert.

Der Aufbau am Rutherford Appleton Laboratory nutzt zur Kühlung einen Pulsröhrenkühler, welcher durch das andere Funktionsprinzip verglichen mit dem Gifford-McMahon-Kühler nur etwa halb so starken Vibrationen unterliegt [117], jedoch eine geringere Kühlleistung bereitstellt. Der Vergleich zwischen den beiden wird in Abschnitt 6.1 diskutiert. Als Konsequenz aus der geringeren Kühlleistung werden an dem durch den Pulsröhrenkühler gekühlten Aufbau großflächige Strahlungsschilde genutzt. Zum Teil sind diese mehrlagig aufgebaut, um den Wärmeeintrag über thermische Strahlung auf das Target weiter zu verringern, was in Abbildung 7.1a gezeigt wird. Damit lässt sich eine Basistemperatur von 8 K erreichen [29]. Des Weiteren wurde eine runde Zuchtkammer entwickelt, welche in Abbildung 7.1b dargestellt ist, um die Kräfte auf die Fensterscheibe beim Anpressen zum Dichten der Kammer besser abzuleiten und die Kaptondichtung besser gegen Verrutschen zu sichern.

Charakterisierung

Die verschiedenen Charakterisierungsmöglichkeiten werden in Kapitel 8 genauer diskutiert. An diesem Aufbau ist das Target durch die großflächigen Strahlungsschilde kaum noch zugänglich, sodass als einzige Möglichkeit zur Charakterisierung die Seitenansicht bleibt, da diese mit großem Arbeitsabstand durchgeführt werden kann und nur eine kleine Öffnung auf jeder Seite des Strahlungsschilds benötigt wird. Die Nutzung der chromatisch-konfokalen Sensoren ist durch den Schild nicht möglich, da die Sensoren durch ihren großen Durchmesser und geringen Arbeitsabstand geometrisch mit dem Aufbau nicht kompatibel sind. Auch eine Vergrößerung der Öffnung im Schild löst das Problem nicht, da die stabilere und damit vergrößerte Zuchtkammer durch ihre Führungsschiene auch im geöffneten Zustand mit der Messposition der Sensoren kollidieren. Details zu den Sensoren sind in Kapitel 8 zu finden.

Taktrate

Die Targetrahmen müssen analog zum Aufbau an der TU Darmstadt nach jeder Laser-Target-Interaktion ausgetauscht werden, womit der Aufbau der identischen Taktratenbegrenzung unter-

liegt. Details zu den Targetrahmen und der Zeitdauer des Austauschprozesses sind in Abschnitt 6.4 beschrieben.

Positionierung, technische Infrastruktur und Experimenteinsatz

Der gesamte Kaltkopf ist auf einer motorisierten Plattform befestigt, die an der Decke der Vakuumkammer montiert ist. Damit kann das Target in den Fokus des Lasers bewegt werden, was in Abschnitt 10.1.1 diskutiert wird. Gleichzeitig wird der Aufbau dadurch aber auch sehr platzraubend und schwer, sodass er nur mit großem Aufwand an andere Vakuumkammern adaptierbar ist.

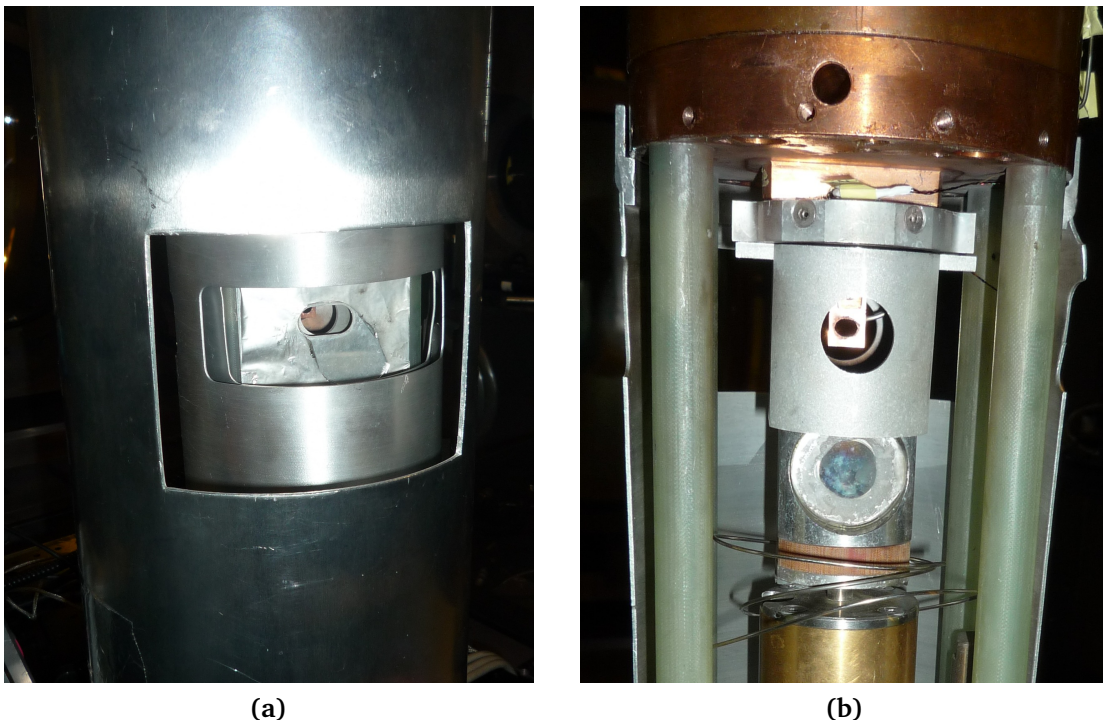


Abbildung 7.1: Detailansichten des Aufbaus zur Erzeugung von kryogenen Targets mittels Kondensationsmethode am Rutherford Appleton Laboratory. (a) Mehrlagiger Strahlungsschild, der aus Sicht des Targets fast den kompletten Raumwinkel abdeckt. (b) Sicht auf den Targetrahmen bei geöffneter Zuchtkammer und ohne Strahlungsschilde.

7.2 Kondensationsmethode mit erhöhter Taktrate

Genauso wie der für diese Arbeit genutzte Aufbau unterliegt auch der verwandte Aufbau am Rutherford Appleton Laboratory der Einschränkung, dass der Targetrahmen bei der Laser-Target-Interaktion beschädigt wird. Der Austausch mit Öffnung der Vakuumkammer und dadurch notwendigem Aufheizen und Herunterkühlen des Aufbaus drückt die mögliche Repetitionsrate auf ca. einmal pro drei Stunden. Markus Hesse hat im Rahmen einer betreuten Masterarbeit ein automatisiertes System entwickelt und thermisch simuliert, welches einen Austausch des Targetrahmens bei geschlossener Vakuumkammer erlaubt [30]. Das System wird in Abbildung 7.2 gezeigt. Zusätzlich enthält es eine Schwingungsentkopplung, sodass das Target stationär im

Raum stehen kann. Die thermischen Simulationen sagen eine Basistemperatur von 7,3 K am Target vorher.

Charakterisierung

Es sind die gleichen Charakterisierungsmethoden möglich wie in Kapitel 8 vorgestellt, jedoch müssten die Öffnungen im Hitzeschild eventuell vergrößert werden.

Positionierung

Durch die flexiblen Kupferlitzen zur Schwingungsentkopplung kann das Target relativ zum Kaltkopf und damit in den Laserfokus bewegt werden. Diese Motorisierung könnte zusätzlich zur aktiven Schwingungsentkopplung genutzt werden, als Ergänzung zur passiven Entkopplung über die Litzen.

Taktrate

Der Austausch, inklusive Herunterkühlen des neuen Targetrahmens, erfordert nur einige Minuten.

Technische Infrastruktur

Das Magazin zur Aufnahme der Targetrahmen benötigt deutlich mehr Platz als der bisherige Aufbau.

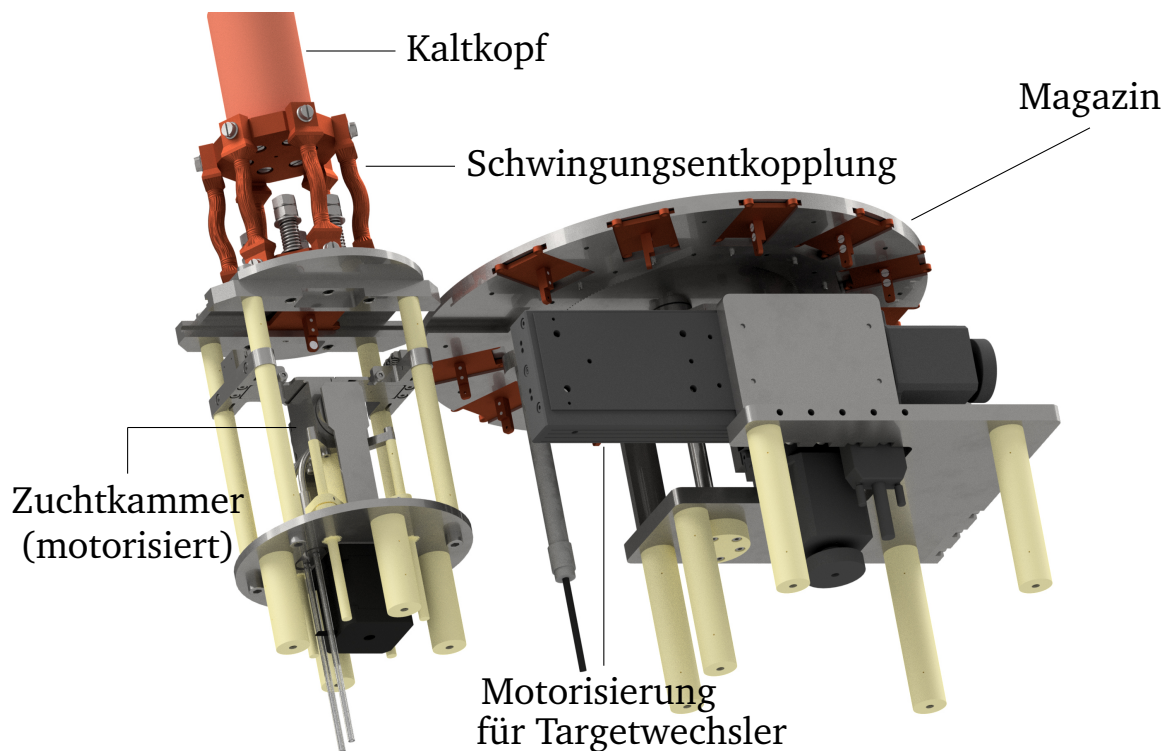


Abbildung 7.2: Mechanismus zum automatisierten Austausch des Targetrahmens [30]. Ein motorisierter Arm tauscht den beschädigten Targetrahmen gegen einen neuen aus dem Magazin aus. Das System ist über Kupferlitzen mit dem Kaltkopf verbunden, sodass die Vibrationen des Kaltkopfs nicht auf das Target übertragen werden.

7.3 Extrusion eines Feststoffbands

Das Konzept eines rahmenlosen kryogenen Targets umgeht das Problem des Targetrahmenaus-tauschs und die damit einhergehenden zeitlichen Begrenzungen. Es kann durch Extrusion aus einer Düse realisiert werden. Um einen Feststoff durch eine enge Düse zu pressen, ist jedoch ein sehr hoher Druck nötig. Eine Gruppe an der Universität Grenoble Alpes, in Zusammenarbeit mit dem Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives (CEA), hat dafür ein Reservoir mit einer engen Düse entwickelt [31–33]. Das Prinzip wird in Abbildung 7.3 dargestellt. (a) Im ersten Schritt wird die Düse unterhalb der Tripelpunkttemperatur und der Einlass oberhalb der Tripelpunkttemperatur gehalten und Gas eingefüllt, sodass die Düse durch festen Wasserstoff verschlossen wird. (b) Danach wird der Druck so lange erhöht, bis das Gas flüssig wird. (c) Durch Absenken der Temperatur wird das Material zum Feststoff überführt. (d) Das Befüllventil wird geschlossen. (e) Schließlich wird der obere Teil des Reservoirs erwärmt, bis das Material gasförmig wird. Der dadurch ausgeübte Druck presst ein kontinuierliches Band aus festem Wasserstoff aus der Düse.

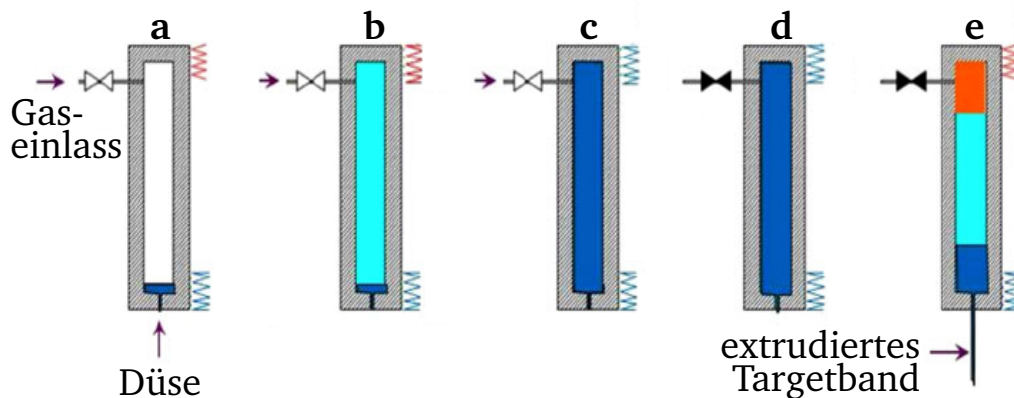


Abbildung 7.3: Prozess der Extrusionstargeterstellung nach Garcia et al. (2014) [31]. Die einzelnen Schritte werden im obenstehenden Text erklärt.

Charakterisierung

Die Dickencharakterisierung des Bandtargets erfolgt mit einer Kamera in der Seitenansicht. Die Dicke wird durch die genutzte Düse eingestellt. Im Laserexperiment wurden Bandtargets mit einer Dicke von 62 μm (bei einer Breite von einem Millimeter) genutzt [32, 33].

Positionierung

Das Targetband ist nicht stabil im Raum sondern schwankt um so mehr, je weiter es von der Düse entfernt ist. Die Düse ist zwar stationär, aber der Laserfokus darf nicht zu nah an der Düse platziert werden, um sie durch den Energieeintrag nicht zu beschädigen. Die Targetfront schwankt um 25 μm in beide Richtungen aus der Laserfokusebene heraus. Für weitere Details zu diesem Problem sei auf Abschnitt 10.1 verwiesen.

Technische Infrastruktur

Die Heiztemperatur am oberen Ende des Reservoirs steuert Druck und Extrusionsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Füllmenge. In einem Druckbereich von 80 bis 190 bar wurden Extrusionen durchgeführt.

sionsgeschwindigkeiten von 1 bis 14 mm/s erzielt. Aufgrund des sehr hohen Drucks im Reservoir kann diese Methode der Targetherstellung ein Sicherheitsrisiko sein.

Die kontinuierliche Extrusion bedeutet, dass kontinuierlich Material in die Targetkammer eingebracht wird, welches ab Verlassen des Reservoirs beginnt zu sublimieren. Die Vakuumpumpen müssen ausreichend Durchsatz haben, um das zu kompensieren. Je nach Extrusionsgeschwindigkeit sind mehrere tausend Liter pro Sekunde erforderlich. Das Reservoir ist groß genug, um eine kontinuierliche Targetbandproduktion über mehrere Stunden aufrechtzuerhalten.

Taktrate und Experimenteinsatz

Ein kontinuierlich produziertes debrisfreies Target ist ideal für ein hochrepetitives Lasersystem, sodass sich die Extrusionsmethode zur Targetherstellung dafür anbietet. Ein Problem im Experimentbetrieb ist jedoch, dass die bei der Laser-Target-Interaktion erzeugte Schockwelle im Bandtarget entlangläuft und dadurch Energie in das Reservoir einbringt, wodurch der dortige Feststoff vollständig verdampft. Gleichzeitig sorgt die große Menge an in kürzester Zeit verdampftem Material für eine hohe Belastung der Vakuumpumpen. Die Taktrate für Laser-Target-Interaktion wird durch das erneute Füllen des Reservoirs limitiert. Die benötigte Zeit liegt im Bereich einer halben Stunde [32].

7.4 Flüssigkeitsjet

Eine Flüssigkeit im Vakuum beginnt schnell zu verdunsten, wobei der Flüssigkeit für den Phasenübergang Energie entzogen wird, sodass das Material abkühlt. Ist die Ausgangstemperatur niedrig genug, kann die Verdunstungskälte ausreichend sein, um das verbleibende Material bis zum Feststoff abzukühlen.

Abbildung 7.4a zeigt einen Aufbau zu Erzeugung eines dünnen Jets aus flüssigem Wasserstoff, der von einer Gruppe am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) entwickelt wurde [34–37]. Auch am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf [118] und an der Universität Frankfurt [119] wurden kryogene Jets entwickelt.

Die Technik ist auch für andere Materialien nutzbar, vorrangig wird aber Wasserstoff verwendet. Der Jet verlässt eine Düse mit 10 bis 20 μm Durchmesser mit einer Geschwindigkeit von 100 m/s. Nach wenigen hundert Mikrometern im Vakuum verfestigt sich das Material. Auch kleinere Düsengrößen wurden getestet. Durch den sehr geringen Durchmesser der Düse kann sie durch Verunreinigungen mit Stoffen, welche bei 17 K als Feststoff vorliegen, verstopfen [37, 119]. Je kleiner die Düse, desto geringere Verunreinigungsmengen reichen schon für eine Verstopfung.

Charakterisierung

Die Charakterisierung erfolgt optisch in Seitenansicht über ein Mikroskopobjektiv mit einem gepulsten Laser zur stroboskopischen Beleuchtung, sodass dessen Pulslänge die zeitliche Auflösung bestimmt.

Positionierung

Der Strahl wird im Raum durch Aktuatoren bewegt, welche die Position der Düse mit einer Genauigkeit im Mikrometerbereich regeln. Sie können auch zur aktiven Schwingungsdämpfung in zwei Dimensionen dienen. Die Position im Raum wird außerdem durch die oben genannten Instabilitäten beeinflusst, sodass die Ortsunsicherheit mit dem Abstand von der Düse steigt.

Kim et al. (2016) [35] geben eine Schwankungsbreite von 7 bis 10 μm an, während Gauthier et al. (2016) [36] eine Schwankungsbreite von 4 μm nennen. Bei Obst et al. (2017) [118] werden 12 μm angegeben.

Der Interaktionspunkt mit dem Laser ist weniger als 20 mm von der Düse entfernt [35]. Dieser Abstand wurde gewählt, da der Jet dort noch laminar ist, was in Abbildung 7.4b gezeigt wird. Erst später bricht er durch Instabilitäten in Tröpfchen auf, wie in Abbildung 7.4c zu sehen ist.

Taktrate

Durch die Nähe des Interaktionspunktes zur Düse kann diese aufgrund des Energieeintrags durch den Laser so weit verformt werden, dass sie geschlossen wird [37]. Dies steht im Widerspruch zum Einsatz als kontinuierliches Target für hochrepetierende Laser. Obst et al. (2017) [118] machen für ihre Experimente am Draco-Laser keine Angaben über die Lebensdauer der Düse. Dabei ist jedoch auch zu beachten, dass der Energieeintrag des Draco-Lasersystems mit einer Leistung 150 TW deutlich geringer ist als bei einem Petawattsystem.

Es ist geplant, den Laser mit einzelnen Tröpfchen interagieren zu lassen, sodass keine Schockwelle bis zur Düse geleitet werden kann. Damit wäre die Taktrate nur noch durch die Produktionsrate der Tröpfchen limitiert, welche im MHz-Bereich liegt. In Fall der Tröpfchen als einzelne Targets kommt jedoch noch ein vertikales Positionierungsproblem hinzu, da sich zum Zeitpunkt des Laserpulses ein Tröpfchen im Fokus befinden muss [37]. Gleichzeitig streuen die Tröpfchen weiter als der Strahl, sodass die laterale Positioniergenauigkeit sinkt.

Dies konnte mit einem Aufbau der Universität Frankfurt durch das erzwungene Aufbrechen des Strahls in Tröpfchen durch einen piezoelektrischen Aktuator erreicht werden. Der Zeitpunkt des Laserstrahls kann auf die Anregung abgestimmt werden [119].

Das Problem der Verstopfens der Düse durch Verunreinigungen bedeutet ebenfalls einen Abbruch der kontinuierlichen Targetproduktion und erfordert ein Aufheizen und wieder Abkühlen des Systems.

Technische Infrastruktur

Analog zum Extrusionstarget in Abschnitt 7.3 wird auch hier kontinuierlich Material in die Vakuumkammer eingebracht. Die Menge ist geringer als beim Extrusionstarget, muss aber trotzdem als zusätzliche Belastung der Vakuumpumpen eingeplant werden.

Experimenteinsatz

Im Laserexperiment wurden im Vergleich zu Aluminiumfolientargets gleicher Dicke weniger Protonen bei geringeren Energien detektiert [36]. Die Autoren vermuten als mögliche Erklärungen zwei Aspekte: Zum einen ist es durch den geringen Targetdurchmesser, welcher in der gleichen Größe wie der Laserfokus liegt, schon beim kontinuierlichen Jet problematisch, das Target lateral überhaupt mit dem Laser zu treffen [37, 118]. Wenn es gelingt, interagiert ein Teil des Laserstrahls nicht mit dem Target, da die geometrische Überlappung nicht vollständig ist. Zum anderen ruft der runde Querschnitt des Targets und die dadurch gekrümmte Oberfläche eine starke Aufweitung des Ionenstrahls hervor, sodass die Anzahl der Ionen in Vorwärtsrichtung sinkt. Dies gilt sowohl für einen kontinuierlichen runden Strahl als auch umso mehr für getrennte Tröpfchen. Obst et al. haben das Konzept des Jets weiterentwickelt und eine rechteckige Düse eingesetzt, die einen Jet mit rechteckigem Querschnitt in Format 20 $\mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ erzeugt, um sich geometrisch mehr dem Folientarget anzunähern [118].

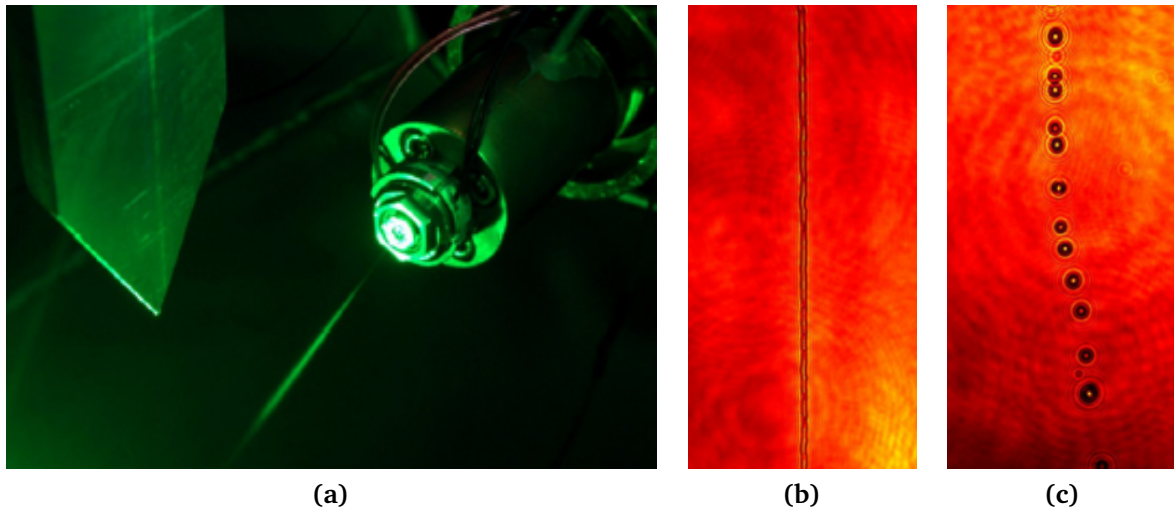


Abbildung 7.4: (a) Detailansicht der Düse für den Wasserstoffjet [34]; rückseitig beleuchtete Bilder des Jets in Vergrößerung: (b) laminar [35]; (c) in Tröpfchen aufgebrochen [35].

7.5 Aufsprühen auf gekühlten Träger

Nicht freistehende kryogene Targets können durch das Festfrieren von Gas oder Flüssigkeit an einem gekühlten Träger erzeugt werden. Somit werden Stoffe, die unter Standardbedingungen nicht als Festkörper vorliegen, unter relativ geringem Aufwand als Target verfügbar gemacht, ohne die Schwierigkeit des Füllens einer Apertur [27, 38, 39].

Dieser Targettyp erlaubt die Verwendung sehr geringer Mengen an Gas, sodass leicht ein dünnes Target erzeugt werden kann und zum Zeitpunkt der Laser-Target-Interaktion nur sehr wenig Gas verdampft, sodass die Vakuumpumpen wenig belastet werden. Gleichzeitig kann die Form des Trägers variiert werden, sodass auch dreidimensionale Targets möglich sind. Wegen des Trägers sind die Targets jedoch nicht debrisfrei. Auch können Ionen des Trägermaterials mitbeschleunigt werden.

Charakterisierung

Die Charakterisierung kann über eine Profilkamera oder Dünnschichtinterferenz erfolgen, wobei ein Teil des eingestrahnten Lichts von der Eisoberfläche reflektiert wird und ein Teil von der Trägeroberfläche [38]. Erstere Methode ist nur für flachen Trägerfolien anwendbar, jedoch nicht für dreidimensionale Targetgeometrien.

Positionierung

Die Positionierung kann anhand des Trägers geschehen und ist damit analog zu konventionellen Targets zur Laserionenbeschleunigung.

Taktrate

Genauso wie die Methoden, die einen Targetrahmen nutzen, wird auch hier die Taktrate durch den Austausch des Trägers limitiert. Eine Kombination mit einem automatisierten System, wie in Abschnitt 7.2 vorgestellt, bietet sich an.



8 Dickenbestimmung kryogener Targets

Bei der Beschreibung der Ionenbeschleunigungsmechanismen in Abschnitt 2.6 wird der Einfluss der Targetdicke dargestellt. Infolgedessen ist es unverzichtbar für ein Laserionenbeschleunigungsexperiment, die Targetdicke zu kennen. Konventionelle Targets können im Vorfeld des Experiments charakterisiert werden. Kryogene Targets werden in situ erzeugt und müssen dementsprechend auch in situ charakterisiert werden. Da sie nicht transportabel sind, ergeben sich Einschränkungen in Bezug auf die möglichen Charakterisierungstechniken und -geräte.

8.1 Frontalkamera zur qualitativen Überwachung

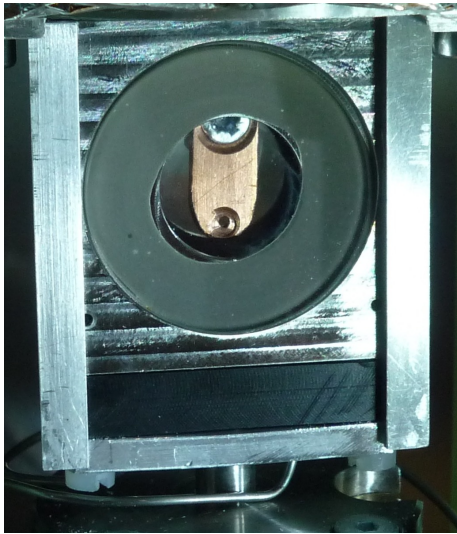
Eine Frontalkamera erlaubt, das Target qualitativ zu überwachen. Dies wird in Abbildung 8.1a gezeigt. Damit kann bestimmt werden, ob Flüssigkeit die Apertur füllt oder ob das Material schon fest ist. Das vom chromatisch-konfokalen Sensor ausgesandte Licht dient dabei als Hintergrundbeleuchtung. Der Sensor wird in Abschnitt 8.3 behandelt.

Wenn der Prozess der Targeterzeugung hinreichend getestet ist und die nötigen Gasfluss- und Temperaturprofile bekannt sind, kann auch ohne Kameraüberwachung ein Target erzeugt werden. Für ein Experiment zur Laserionenbeschleunigung muss der gesamte Aufbau zur Targeterzeugung aus der Testkammer abgebaut und in der Targetkammer eines Großlasersystems wieder aufgebaut werden. Die Unterschiede in den Gasleitungslängen und dem thermischen Verhalten durch die veränderte Umgebung bedingen, dass die Kamera zu Übersicht zunächst wieder nötig wird.

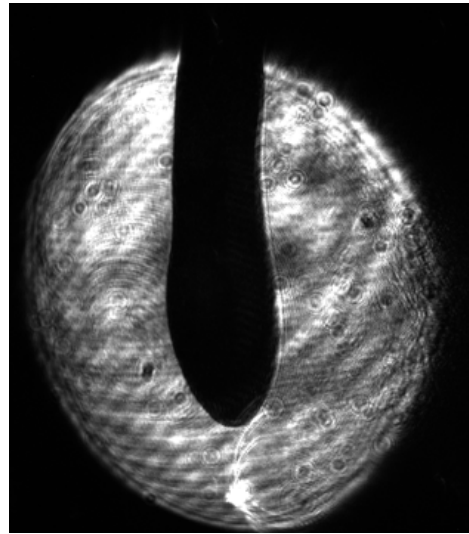
8.2 Profilkamera zur Dickenbestimmung

Eine Profilkamera kann nur zur Bestimmung der Targetdicke genutzt werden, wenn ein flacher Targetrahmen verwendet wird. Außerdem ist sie nur anwendbar, wenn das Eis dicker ist als der Targetrahmen selbst, da das Bild eine Projektion darstellt, wodurch eine Dimension verloren geht. Das resultierende Bild wird in Abbildung 8.1b gezeigt. Daraus folgt auch, dass für jede vertikale Position nur die maximale Dicke bestimmt werden kann. Die mit einer Profilkamera bestimmten Dickenwerte können demzufolge nur Obergrenzen für die Dicke am Ort des Laserfokus sein. Die Kalibrierung erfolgt mittels eines dünnen Drahts bekannter Dicke, welcher an den Ort des Targets gebracht wird. Dadurch lässt sich eine Umrechnungsfunktion von Pixel auf Länge in Mikrometern bestimmen.

Für den Einsatz der Profilkamera ist eine Hintergrundbeleuchtung nötig.



(a)



(b)

Abbildung 8.1: (a) Die Frontalkamera zeigt den Targetrahmen und das eigentliche Target in der Apertur, welches durch das Fenster auch bei geschlossener Zuchtkammer sichtbar ist. In diesem Bild wird ein etwas größerer Bildausschnitt dargestellt, um die Gesamtsituation deutlich zu machen. (b) Eine Profilkamera erzeugt ein Schattenbild des Targets. Als Hintergrundbeleuchtung wurde hier ein Diodenlaser genutzt. Das Bild ist eine Projektion, sodass ein Dickenwert immer nur eine Obergrenze sein kann, da die laterale Dimension nicht dargestellt wird. Die Abbildung verdeutlicht, dass die Targetdicke nicht zwangsläufig konstant in vertikaler Richtung ist. Die Bilder wurden auch schon in Tebartz et al. (2017) [14] genutzt.

8.3 Dickenbestimmung mit einem chromatisch-konfokalen Sensor

Wird weißes Licht mit einem dispersiven Linsensystem fokussiert, ist die Brennweite des Systems abhängig von der Wellenlänge. Der Effekt wird für *chromatisch-konfokale Sensoren* genutzt und ist in Abbildung 8.2 illustriert.

Das Sensorsystem besteht aus zwei Bauteilen: Der Sensorkopf enthält nur das disperse Linsensystem. Das Licht stammt von einer Weißlicht-LED in einer Box und wird über Glasfaser zum Sensorkopf geleitet. Über dieselbe Glasfaser gelangt von einer Oberfläche reflektiertes Licht in die Box zurück und wird dort spektral analysiert. Durch diese Aufteilung kann das nah am Target positionierte Bauteil kleiner gehalten werden.

Beleuchtet der Sensor eine reflektierende Fläche, kann durch die Analyse der Wellenlänge des reflektierten Bildes aus der Fokusebene der Abstand z_λ zur reflektierenden Fläche bestimmt werden, wobei die Werte relativ zum Ende des Messbereichs z_0 ausgegeben werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden chromatisch-konfokale Sensoren des Herstellers Precitec genutzt. Die Sensorköpfe sind unter der Artikelnummer 5005126 zu finden [120]. Sie zeichnen sich durch einen großen Messbereich von 2 mm aus.

Dadurch dass sich nur das Linsensystem im Sensorkopf befindet, ist dieser schon deutlich komprimiert. Trotzdem hat er noch einen Durchmesser von 33 mm und muss durch den Arbeitsabstand von 14 mm auch nah am Target positioniert werden. Das erfordert eine entsprechend große Öffnung im Strahlungsschild, sodass eine ausreichend hohe Kühlleistung des Kaltkopfs nötig ist,

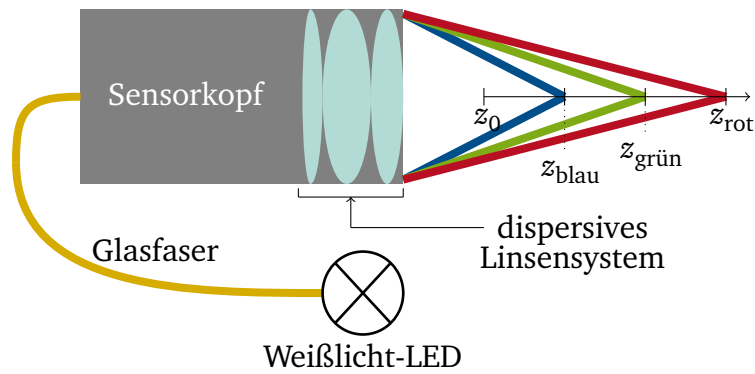


Abbildung 8.2: Schematischer Aufbau eines chromatisch-konfokalen Sensors, dessen dispersives Linsensystem weißes Licht auf verschiedene Fokusebenen aufspaltet, wobei die Bildweite von der Wellenlänge abhängt. Die Dispersion des Systems ist bekannt, wobei die wellenlängenabhängige Position der Fokusebenen z_λ relativ zum Anfang des Messbereichs z_0 angegeben wird.

um die erhöhte Wärmelast durch Strahlung zu kompensieren. Aus diesem Grund konnten die Sensoren nicht am Pulsröhrenkühler eingesetzt werden, was in Abschnitt 7.1 diskutiert wird. Ein Sensor kann mit der oben dargelegten Spektralanalyse des reflektierten Lichts Abstände messen. Um daraus einen Dickenwert für ein Target zu erhalten, kann die Geometrie des Aufbaus ausgenutzt werden. Dies wird in Abbildung 8.3 illustriert. Bei dieser Methode wird zunächst der Abstand d_1 zum Targetrahmen ohne Targetmaterial gemessen. Anschließend wird das Target erzeugt und der Abstand d_2 zur Targetoberfläche gemessen. Unter der Annahme eines um die vertikale Mittelebene des Targetrahmens symmetrischen Targets ergibt sich mit der Dicke des Targetrahmens d_{Rahmen} die Targetdicke zu

$$d_{\text{Target}} = d_{\text{Rahmen}} + 2 \times (d_1 - d_2). \quad (8.1)$$

Um die beiden Abstandswerte d_1 und d_2 zu erhalten, muss der Sensorkopf bewegt werden. Es werden mehrere Abstandswerte zum Targetrahmen für verschiedene vertikale Positionen des Sensorkopfes bestimmt, sodass eine etwaige Verkippung zwischen der vertikalen Bewegungsachse des Sensorkopfes und der Symmetrieachse des Targetrahmens berücksichtigt werden kann. Daraus kann die Lage der Vorderseite des Targetrahmens relativ zur vertikalen Bewegungsachse des Sensorkopfes bestimmt und eine etwaige Verkippung rechnerisch korrigiert werden.

Im Vorfeld wurden alle Targetrahmen charakterisiert, um den Wert für d_{Rahmen} zu erhalten. Dazu wurde die in Abschnitt 8.4 vorgestellte Methode genutzt.

Die beiden Messwerte d_1 und d_2 werden von der Schwingung des Kaltkopfs überlagert. Für die Bestimmung der Targetdicke wird nachträglich eine zeitliche Mittlung über die Periodendauer der Schwingung vorgenommen.

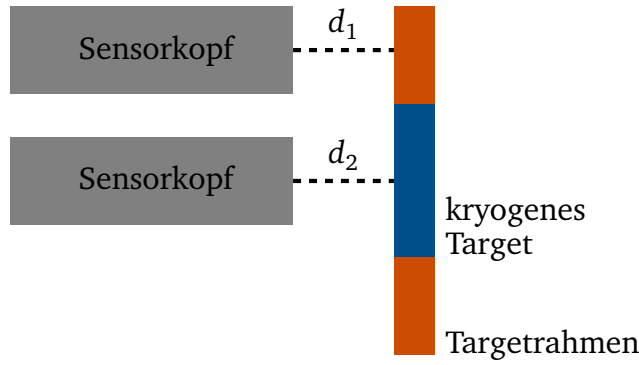


Abbildung 8.3: Schematische Darstellung der Dickencharakterisierung eines kryogenen Targets mit einem chromatisch-konfokalen Sensor. Zunächst wird der Abstand d_1 zur Oberfläche des Targetrahmens gemessen. Nach der Targetherstellung wird der Abstand d_2 zur Targetoberfläche bestimmt. Unter der Annahme eines symmetrischen Targets lässt sich daraus mit Kenntnis der Dicke des Targetrahmens die Dicke des Targets bestimmen.

8.4 Dickenbestimmung mit zwei chromatisch-konfokalen Sensoren

Mit je einem chromatisch-konfokalen Sensor auf jeder Seite des Targets ist die Annahme eines symmetrischen Targets nicht nötig. Jeder Sensor liefert einen Abstandswert. Um daraus eine Targetdicke zu errechnen, ist eine Referenz nötig. Diese Methode zur Dickenbestimmung wird in Abbildung 8.4 dargestellt.

Als Referenz kann der vorher charakterisierte Targetrahmen genutzt werden. Der Einsatz eines keramischen Referenzplättchens erhöht die Genauigkeit, da Parallelität der Oberflächen und Dicke vom Hersteller garantiert sind.

Die mit den Sensoren ermittelten Abstandswerte zur Oberfläche des Referenzplättchens d_{a1} und d_{b2} addieren sich mit der bekannten Dicke des Plättchens d_{Referenz} zu einem Wert d_{total} , welcher für feste Sensorpositionen konstant ist. Wird in dieser Situation das Referenzplättchen durch das Target ausgetauscht, kann über die Konstanz von d_{total} die Targetdicke bestimmt werden:

$$d_{a1} + d_{\text{Referenz}} + d_{b1} = d_{\text{total}} = \text{const.} \quad (8.2)$$

$$d_{a2} + d_{\text{Target}} + d_{b2} = d_{\text{total}} \quad (8.3)$$

$$d_{\text{Target}} = d_{\text{total}} - d_{a2} - d_{b2}. \quad (8.4)$$

Die Schwingung des Kaltkopfes hat bei dieser Methode keinen Einfluss auf den Dickenwert, da sich die Oszillationen in den beiden Abstandswerten zu jeder Zeit gegenseitig aufheben.

Das Referenzplättchen kommt hier als zusätzliches Bauteil dazu, welches Platz braucht und während der Laser-Target-Interaktion vor Debris geschützt werden muss. Letzteres ist nötig, um auszuschließen dass das Plättchen beschädigt wird, falls der Laser durch einen Fehler während der Fokusjustage den Targetrahmen trifft.

Durch den zweistufigen Prozess der Messung, zuerst am Referenzplättchen und dann am Target, muss eine Motorisierung implementiert werden. Die Sensorköpfe sind allein schon deswegen

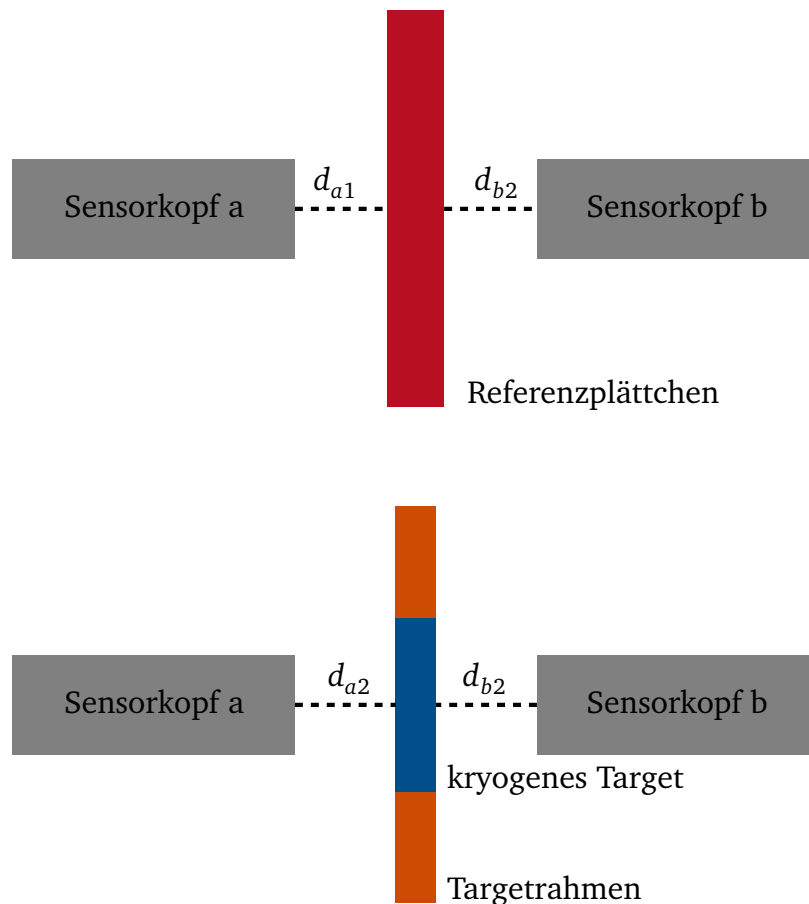


Abbildung 8.4: Schematische Darstellung der Dickencharakterisierung eines kryogenen Targets mit zwei chromatisch-konfokalen Sensoren. Zunächst werden die Abstände d_{a1} und d_{b1} zur Oberfläche eines Referenzplättchens gemessen. Nach der Targetherstellung werden unter Beibehaltung oder Wiederherstellung des Abstands zwischen den Sensoren die Abstände d_{a2} und d_{b2} zur Targetoberfläche bestimmt. Mit Kenntnis der Dicke des Referenzplättchens lässt sich daraus die Dicke des Targets bestimmen.

motorisiert, um nach der Messung den Weg für Laser- und Ionenstrahl freimachen zu können. Die Verfahrensweise müssen so angepasst werden, dass es möglich ist, die beiden Sensorköpfe zunächst auf beiden Seiten des Referenzplättchens zu positionieren und anschließend auf beiden Seiten des Targets. Dabei ist es entscheidend für die Messmethode, dass d_{total} unverändert bleibt. Dies wurde durch die Befestigung auf einer gemeinsamen C-förmigen Basis erreicht. Um die Sensorköpfe am Target zu positionieren, muss der Abstand aber zwischenzeitlich vergrößert werden, da die Stäbe zur Aufhängung des Zuchtkammermotors weiter auseinander stehen als der doppelte Arbeitsabstand. Um den Abstand d_{total} mit der benötigten Genauigkeit wiederherzustellen, wurde einer der Sensoren auf einem Piezomotor positioniert (SmarAct SLC24120). Dieser kann seine Position mit einer Auflösung von einem Nanometer bestimmen und hat nach Verfahren über die gesamte Länge eine Wiederholgenauigkeit zum Erreichen der vorherigen Position von 120 Nanometern [121]. Die Dicke des Referenzplättchens (Wollschläger Art. Nr. 36220001)

ist mit einer Toleranz von 120 nm versehen [122, 123]. Der Aufbau wird in Abbildung 8.5 dargestellt.

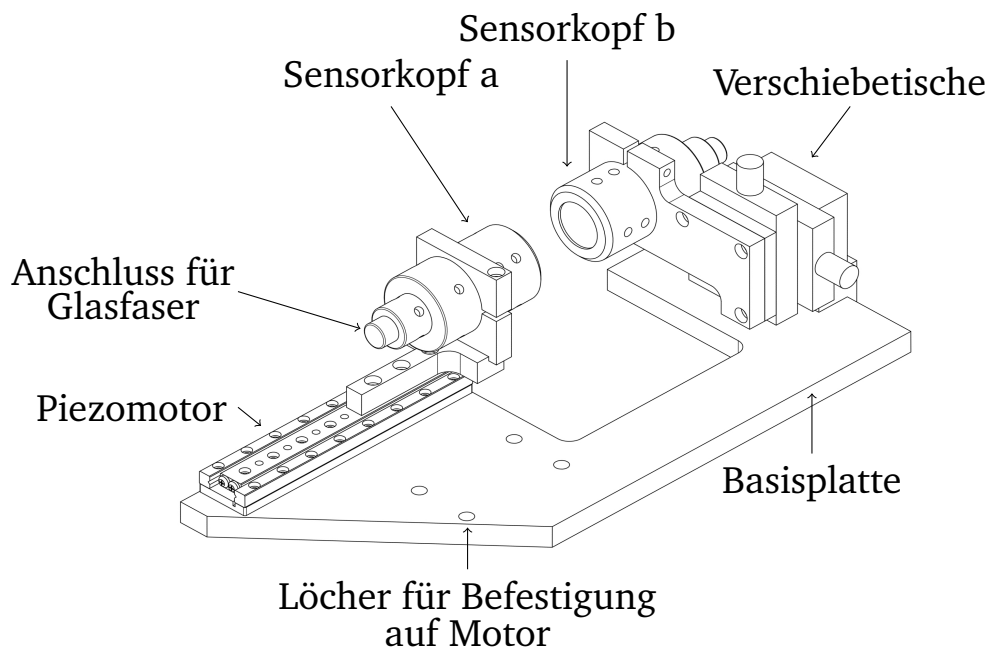


Abbildung 8.5: Darstellung der beiden chromatisch-konfokalen Sensorköpfe und ihrer gemeinsamen Halterung [124]. Mit zwei manuellen Verschiebetischen kann der Sensorkopf b relativ zum Sensorkopf a verfahren werden, sodass die beiden auf dieselbe Achse einjustiert werden können. Sensorkopf a steht auf einem mit hoher Genauigkeit verfahrbaren linearen Piezomotor. Die Basisplatte wird auf eine Motoreinheit mit drei orthogonalen Verschieberichtungen aufgesetzt, um die Verfahrbarkeit im Raum zu gewährleisten. Im Sinne der Übersichtlichkeit sind die Glasfasern hier nicht dargestellt. Einer der beiden Sensorköpfe kann durch eine Frontalkamera ersetzt werden.

Gegenseitige Beeinflussung der Sensoren

Da die Reflektivität der Oberfläche von kryogenem Wasserstoff und Deuterium gering ist, ist es möglich, dass ein Sensor Licht von seinem Partner auf der anderen Seite des Targets erhält. Dieses kann nicht vom reflektierten Licht unterschieden werden und verfälscht die Messung oder macht es unmöglich, einen Abstandswert zu bestimmen. Um dies zu vermeiden, wäre es möglich die beiden Sensorköpfe abwechselnd in schneller Folge abzudecken und wieder freizugeben, was den Einbau von motorisierten Abdeckungen mit sich bringt.

Oberflächenprofil

Der Messfleck der verwendeten Sensoren hat 12 μm Durchmesser [120]. Dies erlaubt eine sehr feine Ortsauflösung, sodass sich durch radiale Bewegung daraus ein Oberflächenprofil erstellen ließe. Die Basisplatte ist aktuell schon in drei Raumrichtungen motorisiert. Mit einem entsprechend programmierten Bewegungsmuster ließen sich die zeitaufgelösten Abstandswerte in ortsauflöste Dickenwerte umwandeln.

8.5 Dickenbestimmung über Energieverlust von Alphateilchen

Der aus der Transmission des Targetmaterials resultierende Energieverlust von Alphateilchen ist eine Methode zur Dickencharakterisierung, die sich von den bisher vorgestellten grundlegend unterscheidet. Ein Alphateilchen, welches ein Material durchquert, interagiert über Stöße mit den Elektronen und Atomkernen des Materials. Daraus ergibt sich ein Energieverlust, aus welchem auf die Anzahl der Stöße und damit auf die Anzahl der Elektronen und Atomkerne zwischen Quelle und Detektor zurückgeschlossen werden kann. Mit dieser Methode kann daher eine volumetrische Aussage über das Target getroffen werden. Dies ist besonders interessant im Hinblick auf volumetrische Beschleunigungsmechanismen wie BOA, bei denen der Laser mit Elektronen und Ionen aus dem gesamten Volumen interagiert. Insbesondere kann mit dieser Methode eine Aussage über deren Anzahl getroffen werden, ohne die Dichte des Materials zu kennen. Das Prinzip wird in Abbildung 8.6 verdeutlicht und in Abbildung 8.7 im Zeitverlauf angewandt. Für weitere Informationen sei auf die Ausführungen von Tina Ebert verwiesen (2014) [125], die im Rahmen einer betreuten Bachelorarbeit entstanden sind.

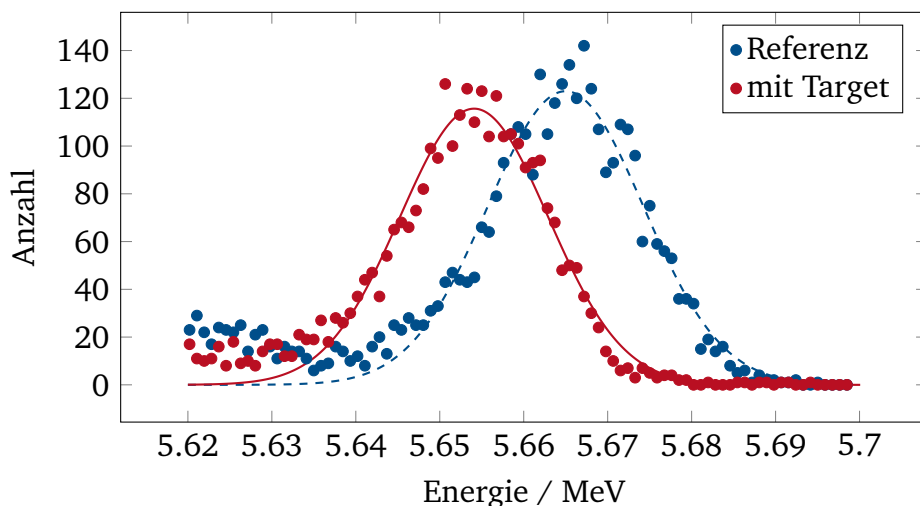


Abbildung 8.6: Energieaufgelöste Darstellung der über einen Zeitraum von einer Minute aufgenommenen Alphateilchen [125]. Die Referenz (blau) bezeichnet die ungebremsten Alphateilchen, wie sie die Quelle verlassen. Nach Herstellung eines kryogenen Deuteriumtargets konnten die Alphateilchen den Detektor nur noch nach Durchquerung des Targetmaterials erreichen (rot). Es wurde jeweils eine Gaußfunktion angepasst. Die verwendete Americiumquelle hat eine Aktivität von 115 kBq.

Als Quelle der Alphateilchen stehen verschiedene radioaktive Materialien zur Verfügung, unter anderem Americium-241, welches Alphateilchen mit einer Energie von ca. 5,5 MeV emittiert [126]. Die Quelle wird auf einer Seite des Targets platziert, ein Halbleitersensor zur Energiemessung auf der anderen Seite. Der Aufbau muss motorisiert sein, um ihn vor der Laser-Target-Interaktion aus dem Weg des Lasers und des Ionenstrahls entfernen zu können.

Dickenauflösung

Der Energieverlust pro Strecke der Alphateilchen kann weit entfernt vom Bragg-Peak als annähernd konstant mit ca. 10,5 keV/ μm in festem Deuterium angesehen werden. Die Genauigkeit, mit der die Dicke bestimmt werden kann, resultiert aus der Genauigkeit, mit der die Energie

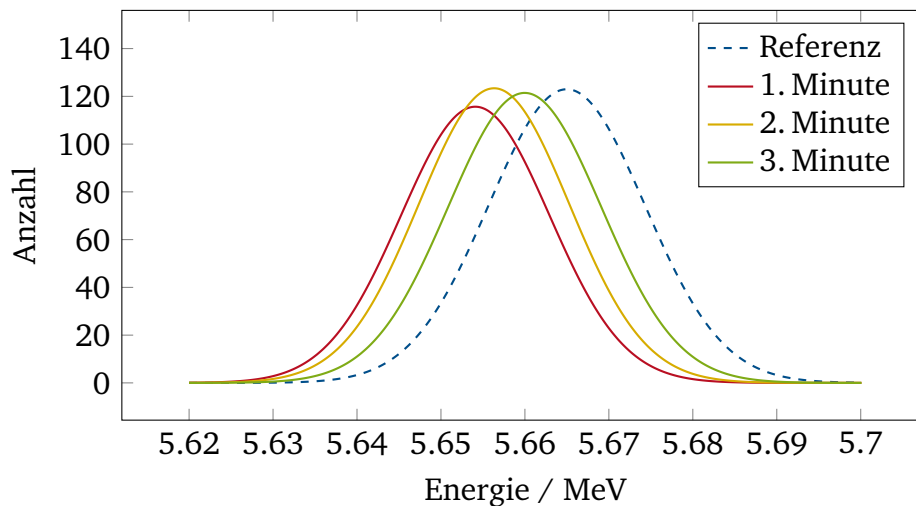


Abbildung 8.7: Weiterführung des Ansatzes aus Abbildung 8.6 [125]. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die einzelnen Messpunkte nicht dargestellt, sondern nur die resultierenden Gaußfunktionen. Im Zeitverlauf verschiebt sich der Schwerpunkt in Richtung höherer Energie, da das Target dünner wird und damit der Energieverlust sinkt.

der Alphateilchen bestimmt werden kann. Diese wird umso besser, je höher die Anzahl der detektierten Teilchen ist, was den Anteil des Rauschens verringert. Das kann durch eine Erhöhung der Messzeit oder Erhöhung der Aktivität der Quelle erreicht werden.

Zeitliche Auflösung

Die zeitliche Auflösung korreliert invers mit der Energie- und damit der Dickenauflösung. Die in den Abbildungen 8.6 und 8.7 gezeigte zeitliche Auflösung von einer Minute ist von der zeitlichen Auflösung von in den vorangegangenen Teilen dieses Kapitels vorgestellten Methoden um Größenordnungen verschieden.

Räumliche Auflösung

Während die Charakterisierung mit chromatisch-konfokalen Sensoren orts aufgelöst erfolgt und mit entsprechender Motorisierung Aussagen über Dickenprofil und Targetoberfläche erlaubt, ist dies mit Alphateilchen nicht oder nur sehr eingeschränkt möglich. Grundsätzlich wird über die gesamte Apertur gemittelt. Es wäre denkbar, eine verkleinerte Apertur einzuführen, mit der das Target abgerastert wird. Die räumliche Auflösung geht jedoch deutlich auf Kosten der zeitlichen Auflösung oder der Energieauflösung. Dies ist nur durch erhöhte Zählrate und damit erhöhte Aktivität zu kompensieren.

Sicherheit

Offene radioaktive Quellen in einer Vakuumkammer erfordern zusätzliche Sicherheitsvorkehrungen. So sollte zum Beispiel die Abluft der Vakuumpumpen hinsichtlich Aktivität überwacht werden, um festzustellen ob die Quelle beschädigt ist und ihre Umgebung kontaminiert. Des Weiteren muss absolut sichergestellt werden, dass der Laserstrahl nur dann die Targetkammer erreichen kann, wenn die radioaktive Quelle sicher den Weg des Lasers verlassen hat.

Bei der Nutzung einer aktiveren Quelle zur Erhöhung der Energieauflösung oder der zeitlichen beziehungsweise räumlichen Auflösung sind die Strahlenschutzvorkehrungen zu berücksichtigen.

9 Zeitliche Entwicklung der Targetdicke

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die zeitliche Veränderlichkeit der Targetdicke und eine Einordnung der zeitlichen Rahmenbedingungen, die sich aus dem Ablauf eines Experiments zur Laserionenbeschleunigung für die Dickenmessung ergeben.

9.1 Untersuchung der Langlebigkeit

Die Zeit zwischen Targetherstellung und Laser-Target-Interaktion kann nicht beliebig kurz sein, da die Entfernung der Zuchtkammer, die Charakterisierung und das Entfernen der Sensoren aus dem Weg des Lasers Zeit benötigen. Während dieser Zeit ist das Target dem Vakuum und der thermischen Strahlung von den Wänden ausgesetzt und es ist wichtig, die Lebensdauer des Targets zu bestimmen.

Die mögliche Zerstörung des Targets während des Entfernens der Zuchtkammer wird in Abschnitt 6.20 diskutiert. Im Folgenden soll untersucht werden, wie sich das Target nach dem Entfernen der Zuchtkammer entwickelt.

Das zeitliche Bezugssystem für die Lebensdauer des Targets ist der Zeitrahmen, der für alle Aktionen zwischen der Targeterzeugung und der Laser-Target-Interaktion benötigt wird: einige Sekunden für das Entfernen der Zuchtkammer, einige zehn Sekunden für den Charakterisierungsprozess, je nach gewünschter Genauigkeit für die Bestimmung der Sublimationsrate und einige zehn Sekunden für das Entfernen des Sensors bzw. der Sensoren aus dem Weg des Laser- oder Ionenstrahls.

Die Dickenwerte eines Langzeittests über 14 Stunden werden in Abbildung 9.1 dargestellt. Das Target erfährt nur sehr geringe Verluste durch Sublimation. Damit ist die Langlebigkeit vollkommen ausreichend für ein Experiment zur lasergetriebenen Ionenbeschleunigung.

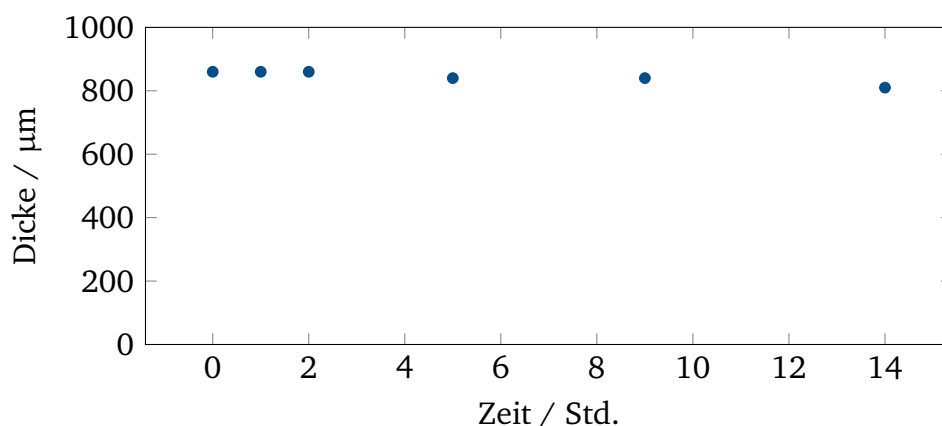


Abbildung 9.1: Langzeitbeobachtung eines dicken Deuteriumtargets über 14 Stunden mit einer Profilkamera, worüber die Dicke bestimmt wurde. Die Kühlung erfolgte mit dem in Abschnitt 6.1 vorgestellten Pulsröhrenkühler. Die Unsicherheit der Messung ist geringer als die Größe der Punkte.

9.2 Zeitliche Veränderung der Dicke auf kleiner Zeitskala

Die Entwicklung der Targetdicke, auf einer kürzeren Zeitskala als in Abschnitt 9.1 diskutiert, wird in Abbildung 9.2 dargestellt.

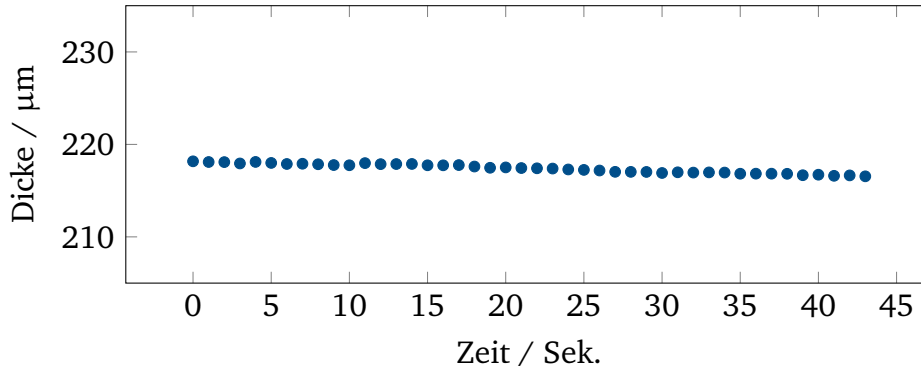


Abbildung 9.2: Zeitaufgelöste Dickenentwicklung eines Deuteriumtargets im Vakuum, bestimmt mit der in Abschnitt 8.3 vorgestellten Methode eines chromatisch-konfokalen Sensors während eines Experiments zur Laserionenbeschleunigung am Lasersystem PHELIX. Gekühlt wurde das Target mit dem in Abschnitt 6.1 vorgestellten Gifford-McMahon-Kühler. Hier wurde über die Vibrationsperiodendauer der Kühlers von einer Sekunde gemittelt. Die Unsicherheit des Messprinzips ist kleiner als die Größe der Punkte.

Zum Zeitpunkt der Laser-Target-Interaktion kann keine Dickencharakterisierung stattfinden. Deshalb muss der Dickenwert aus der Charakterisierung vorher extrapoliert werden.

Da sich die Geometrie des Targets während der langsamen Sublimation nur wenig ändert, wird eine konstante Sublimationsrate erwartet, was einer linearen Dickenabnahme entspricht. An die in Abbildung 9.2 dargestellten Dickenwerte werden Polynomfunktionen ersten Grades d_{Target1} und zweiten Grades d_{Target2} gefittet. Ersteres entspricht einer konstanten, zweiteres einer beschleunigten Sublimationsrate:

$$d_{\text{Target1}}(t) = a \times t + b \quad (9.1)$$

$$d_{\text{Target2}}(t) = c \times t^2 + d \times t + e. \quad (9.2)$$

Die Fitparameter wurden mit gnuplot [127] bestimmt:

$$a = -3.83 \times 10^{-2} \mu\text{m/s} \quad (9.3)$$

$$c = -1.74 \times 10^{-4} \mu\text{m/s}^2 \quad (9.4)$$

$$d = -3.09 \times 10^{-2} \mu\text{m/s}. \quad (9.5)$$

Die linearen Anteile der Sublimationsrate, a und d , sind sehr ähnlich, während der quadratische Anteil zwei Größenordnungen kleiner ist. Um den Vergleich stärker zu quantisieren, werden die beiden Modelle extrapoliert und die Differenz $\Delta d = d_{\text{Target1}}(t) - d_{\text{Target2}}(t)$ in Tabelle 9.1 für verschiedene Zeitpunkte verglichen.

Für eine Zeitspanne von zwei Minuten und darunter weichen die beiden Modelle um weniger als zwei Mikrometer voneinander ab. Für eine Targetdicke von etwa 200 µm, was derzeit realistischen Werten mit dem genannten Aufbau entspricht, ist dies weniger als ein Prozent. Somit ist eine lineare Extrapolation zulässig, sofern die Zeit zwischen Charakterisierung und Laser-Target-Interaktion weniger als zwei Minuten beträgt, was möglich ist.

t / s	$\Delta d / \mu\text{m}$
60	0.2
90	0.8
120	1.7

Tabelle 9.1: Differenz zwischen der linearen und der quadratischen Fitfunktion für die Dickenentwicklung aus Abbildung 9.2 für verschiedene Extrapolationszeitpunkte.

9.3 Targetdicke im Hinblick auf die Beschleunigungsmechanismen

Bisher ist es mit dem vorgestellten Aufbau noch nicht gelungen, Targets mit einer Dicke unterhalb von etwa $200 \mu\text{m}$ zu erzeugen. Das ist zu dick für eine effiziente Beschleunigung mit dem TNSA-Mechanismus und deutlich zu dick, um den BOA-Mechanismus zu ermöglichen. Im Detail wird dies in den Abschnitten 2.6.1 und 2.6.2 diskutiert.

Mit einer Zuchtkammer deutlich kleineren Volumens sollte es möglich sein, dünnere Targets zu erzeugen, da eine geringere Menge an Material nötig wäre, um den Druck zur Verflüssigung zu erreichen. Des Weiteren könnte eine Verkleinerung der Apertur im Targetrahmen helfen, die Menge an nötigem Material weiter zu verringern und sicherzustellen, dass die Apertur auch von einer geringeren Flüssigkeitsmenge gefüllt werden kann.



10 Experiment

Mit durch die Kondensationsmethode erzeugten kryogenen Deuteriumtargets wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei Experimente an zwei verschiedenen Petawatt-Lasersystemen durchgeführt. Dies war zum einen das Lasersystem VULCAN der Central Laser Facility, Großbritannien, und zum anderen das Lasersystem PHELIX am GSI Helmholtz Zentrum für Schwerionenforschung, Deutschland. An VULCAN wurde das von den Kollaborationspartnern in Großbritannien entwickelte System zur Targeterzeugung, mit einem Winkel von 10° zwischen Targetnormalen und Laserachse, genutzt. Das System wird in Abschnitt 7.1 genauer beschrieben. An PHELIX wurde der an der TU Darmstadt entwickelte Aufbau zur Targeterzeugung eingesetzt. Er wird in Abschnitt 6 beschrieben und in einigen Aspekten auch mit dem britischen System kontrastiert. Aus Geometrie Gründen war hier die Targetnormale um $22,5^\circ$ aus der Laserachse gedreht. An beiden Lasersystemen wurde der Kaltkopf vertikal von der Decke der Vakuumkammer herabhängend eingesetzt, um zum Füllen der Apertur im Targetrahmen den Einfluss der Gravitation auf flüssiges Targetmaterial zu nutzen.

Beide Laser emittieren infrarotes Licht mit einer Zentralwellenlänge von 1053 nm und einer Pulslänge von unterhalb einer Pikosekunde bei einer Maximalintensität von 10^{21} W/cm² [3, 6, 128].

10.1 Fokusdiagnostik und Fokusjustage

Wird ein Laserstrahl fokussiert, folgt aus der Energieerhaltung, dass die Intensität von der Strahlgröße abhängt. Je weiter entfernt von der Fokusebene, desto größer ist der Strahldurchmesser und desto geringer ist die Intensität. Für einen Gaußschen Strahl wird der Strahlradius definiert als der Abstand von der Symmetrieachse, bei dem die Intensität auf den Anteil e^{-2} des Werts auf der Achse abgefallen ist, wobei der kleinste erreichte Strahlradius *Strahltaile* genannt wird [129]. Die Aufweitung des Strahls wird durch die *Rayleighlänge* beschrieben. Diese wird definiert als die Verschiebung aus der Fokusebene, bei der sich der Strahlradius auf den $\sqrt{2}$ -fachen Wert der Strahltaile erhöht hat, was die Querschnittsfläche verdoppelt und die Intensität auf die Hälfte reduziert. Die Situation wird in Abbildung 10.1 visualisiert. Die Laserintensität auf der Strahlachse wird in Abbildung 10.2 in Abhängigkeit zum Abstand von der Fokusebene dargestellt. Als *Fokusdiagnostik* wird in dieser Arbeit eine Technik bezeichnet, die es erlaubt, die relative Lage von Fokusebene und Targetvorderseite im Raum zu bestimmen.

Als *Fokusjustage* wird in dieser Arbeit die Verschiebung von Target oder Fokus bezeichnet, um die beiden Ebenen zur Übereinstimmung zu bringen.

Ungenauigkeiten in der Fokusdiagnostik oder Fokusjustage führen dazu, dass ein im Vergleich zur Strahltaile aufgeweiteter Strahl auf das Target trifft. Damit ist die Laserintensität im Vergleich zur Maximalintensität verringert. Setzt man die Ungenauigkeit der Fokusdiagnostik und -justage in Beziehung zur Rayleighlänge, lässt sich der Verlust an Laserintensität abschätzen.

Durch die beiden unterschiedlichen Lasersysteme und Kühlsysteme ergeben sich unterschiedliche Rahmenbedingungen, welche auch die Fokusdiagnostik und Fokusjustage beeinflussen. Des Weiteren kommen besondere Umstände hinzu, die aus der Natur der kryogenen Targets resultieren. Diese sollen im Folgenden diskutiert werden.

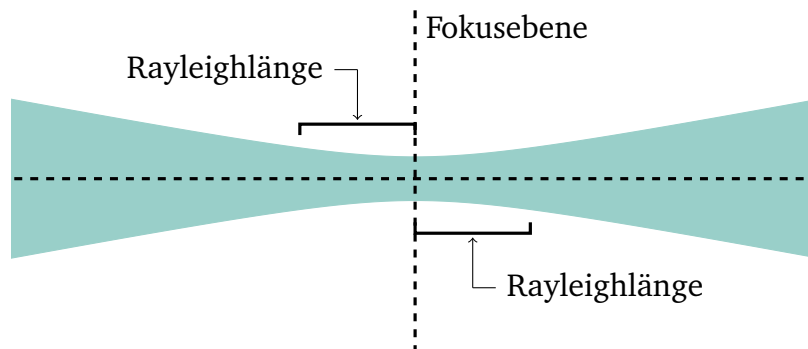


Abbildung 10.1: Schematische Darstellung eines Gaußschen Strahls in zwei Dimensionen. Die horizontale Symmetrieachse entspricht der Laserachse bzw. -ausbreitungsrichtung. Das gefärbte Gebiet kennzeichnet den Bereich mit einem Abstand zur Symmetrieachse kleiner oder gleich dem Strahlradius.

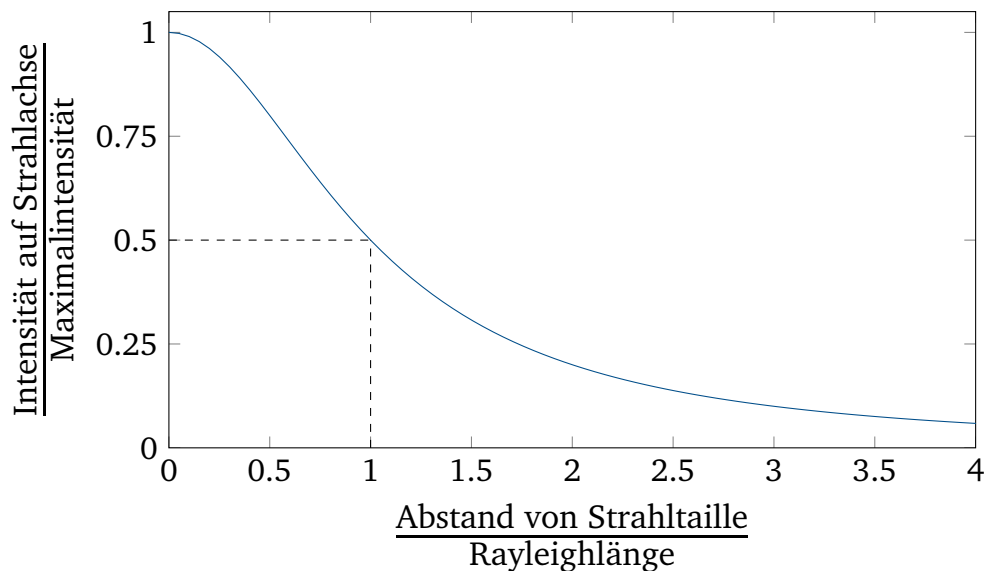


Abbildung 10.2: Die Laserintensität auf der Strahlachse wird hier gegen den Abstand von der Fokusebene und damit den Abstand von der Lage der Strahltaille in Einheiten der Rayleighlänge aufgetragen.

10.1.1 VULCAN: Reflektive Fokusdiagnostik

Am Lasersystem VULCAN erfolgt die Fokusjustage durch einen Justagelaser, welcher durch die Strahlführung des Lasersystems über die Fokussierparabel auf das Target geführt wird. Das Licht wird vom Target zurückgeworfen und läuft den Strahlengang zurück. An geeigneter Stelle wird es auf eine Kamera geführt, sodass die Fokusebene darauf abgebildet wird. Das Target wird solange bewegt, bis es in dieser Abbildung scharf erscheint beziehungsweise die Intensität des zurückreflektierten Lichts maximal ist. Beides ist äquivalent dazu, dass sich Targetoberfläche und Fokus in derselben Ebene befinden.

Bleibt der Fokus stationär, muss das Target verschoben werden. Dies wurde mit einer Motorisierung des gesamten Aufbaus mitsamt Kaltkopf ermöglicht, was bereits in Abschnitt 7.1 diskutiert wurde.

10.1.2 PHELIX: Transmittive Fokusdiagnostik

Das Lasersystem PHELIX hat nicht die gleiche Diagnostikmöglichkeit im Strahlengang wie VULCAN. Deswegen wird ein Mikroskopobjektiv in die Nähe des Fokus gebracht und dieser auf eine Kamera abgebildet. Nun wird das Target bewegt, bis es scharf abgebildet wird, was bedeutet, dass es sich in derselben Ebene wie der Fokus befindet. Das System hat den Vorteil, dass es auch für transparente Targets wie Polymertargets nutzbar ist, indem eine Infrarot-LED oder der defokussierte Justagelaser zur rückseitigen Beleuchtung des Targets genutzt wird.

Für kryogene Targets muss der Prozess der Fokusjustage modifiziert werden. Zum einen ist kein Platz für die Motorisierung des Kaltkopfes analog zum Aufbau an VULCAN, sodass dieser stationär ist und nicht das Target auf den Fokus einjustiert wird, sondern der Fokus auf das Target. Dies geschieht über Verschiebung und Verkipfung der Fokussierparabel und des letzten Umlenkspiegels. Zum anderen kann mit der transmittiven Diagnostik nur ein Schattenbild des Targetrahmens dargestellt werden. Wird die Kante der Apertur scharf abgebildet, ist nicht immer klar, ob es sich um die vordere oder hintere Kante oder eine Ebene dazwischen handelt. Dies macht bei den verwendeten Targetrahmen einen Unterschied von 300 μm und ist damit für die Justage inakzeptabel. Um das Problem zu verringern, wird ein Ring aus 10 μm dickem Kupfer auf die Stirnfläche um die Apertur herum aufgesetzt, was in Abbildung 10.3 gezeigt wird. Als Referenz zur Fokusjustage wird auf die Kante des Rings scharfgestellt. Anschließend wird der Laserfokus in die so festgelegte Ebene gebracht. Damit bleibt ein möglicher systematischer Fehler von maximal 10 μm .

10.1.3 Besonderheiten für kryogene Targets

Dadurch, dass das Target in situ erzeugt wird, muss zunächst auf den noch leeren Targetrahmen justiert werden. Deswegen erfolgt die Fokusjustage für verschiedene Punkte um die Apertur herum, sodass die Verkipfung des Targetrahmens gegenüber der Fokusebene ermittelt werden kann. Daraus wird dann der Punkt im dreidimensionalen Raum bestimmt, auf den der Fokus in der Apertur fallen soll.

Zusätzlich kommt der Aspekt hinzu, dass die Targetoberfläche des fertigen Targets nicht unbedingt in der Ebene der Rahmenoberfläche liegt. Nach Targeterzeugung muss also entsprechend der Targetdicke nachjustiert werden. Dies kann anhand der Dickenmessung geschehen oder bei der

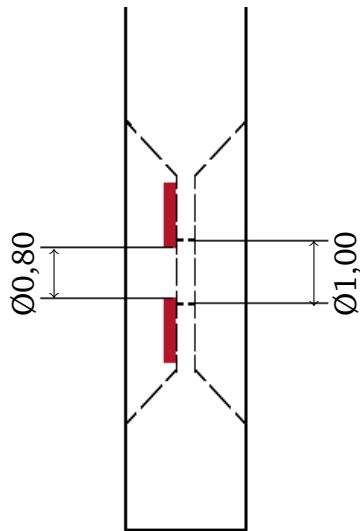


Abbildung 10.3: Schematische Darstellung des Querschnitts des Targetrahmens mit Kupfering (rot) als Fokussierhilfe. Der Kupfering ist zur besseren Sichtbarkeit überproportional dick dargestellt. Die Grafik ist angelehnt an Abbildung 6.5, in der alle Maße des Targetrahmens angegeben werden. Angaben in Millimetern.

reflektiven Methode der Fokusdiagnostik direkt auf der Targetoberfläche. Dabei ist zu beachten, dass der Energieeintrag durch den Justagelaser, je nach Leistung, das Target auch beeinflussen oder sogar zerstören kann. Die Messung zur Nachjustierung muss kurz sein, um möglichst wenig Energie in das Target einzubringen, weswegen zunächst auf den leeren Targetrahmen justiert werden sollte, damit die Nachjustage nur kurz ist.

10.1.4 Einfluss der Vibrationen

Die aus dem Funktionsprinzip des Kühlers resultierenden Vibrationen wurden bereits in Abschnitt 6.2 beschrieben und sorgen dafür, dass das Target um die optimale Fokusposition des Lasers oszilliert. Das Problem soll in diesem Abschnitt anhand des an PHELIX genutzten Aufbaus der TU Darmstadt diskutiert werden.

Die Aufbauten zur Targeterzeugung, welche in Abbildung 6.4 gezeigt werden, und die Verlängerung, welche den Aufbau an die Höhe der Vakuumkammer des Lasersystems PHELIX anpasst, um das Target in die Ebene des Laserstrahls zu bringen (in Abbildung 6.17 zu sehen), bilden einen Hebelarm, sodass die Amplitude der Bewegung auf ca. $12\text{ }\mu\text{m}$ erhöht wird. Die resultierende Bewegung ist in Abbildung 10.4 zu sehen. Zum Vergleich sei die horizontale Oszillation direkt am Ende des Kaltkopfs herangezogen, welche nur eine Amplitude von ca. $4\text{ }\mu\text{m}$ erreicht.

Das Target oszilliert nach der Fokusjustage mit einer Amplitude von ca. $12\text{ }\mu\text{m}$ um die optimale Fokusposition, was einen statistischen Fehler für die Fokusjustage darstellt. Dazu kommt die systematische Unsicherheit um bis zu $10\text{ }\mu\text{m}$, die sich aus der Dicke des oben genannten Kupferings ergibt. Im Vergleich dazu sei die Rayleighlänge von PHELIX genannt, die mit der verwendeten Fokussierparabel überschlagsmäßig $11\text{ }\mu\text{m}$ beträgt [128]. Wenn zum Zeitpunkt des Laserpulses die Oszillation gerade entlang der Laserachse verläuft und der Targetrahmen die maximale Auslenkung hat, kann im schlechtesten Fall die Targetoberfläche, unter Berücksichtigung des maximalen Fehlers durch die Dicke des Hilfsrings, zwei Rayleighlängen aus dem optimalen

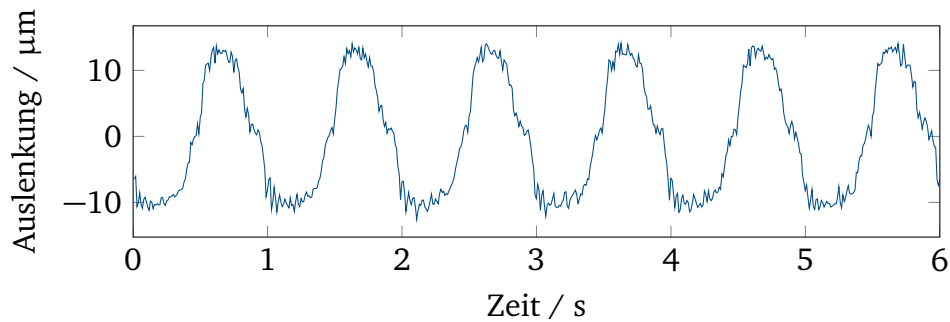


Abbildung 10.4: Am Ort des Targets ist die Auslenkung durch die aus dem Gifford-McMahon-Prozess resultierenden horizontalen Vibrationen mit einer Amplitude von ca. $12\ \mu\text{m}$ größer als am Ende des Kaltkopfes, da die Aufbauten zur Targeterzeugung einen längeren Hebel darstellen.

Fokus herausverschoben sein. Damit sinkt die verfügbare Laserintensität im schlechtesten Fall auf zwanzig Prozent der Maximalintensität, unter der Annahme, dass dies die einzigen Fehlerquellen sind.

Den Kaltkopf zur Vermeidung der Vibrationen vor der Fokusjustage auszuschalten, ist keine Option, da die Temperatur nach wenigen Sekunden oberhalb der Tripelpunkttemperatur liegt. Auch den Kaltkopf direkt vor dem Eintreffen des Laserpulses auszuschalten, ist keine Lösung, da es keine feste Ruheposition gibt, auf die der Kaltkopf nach dem Ausschalten zurückkehrt.

10.2 Ionenstrahldiagnostik mit einem Thomson-Ionenspektrometer

Die bei den Experimenten über die Laser-Target-Wechselwirkung beschleunigten Ionen wurden mit Thomson-Ionenspektrometern detektiert. Im Folgenden sollen das Prinzip dieser Diagnostik und die daraus gewonnenen Daten vorgestellt werden.

10.2.1 Grundprinzip des Thomson-Ionenspektrometers

Durchqueren Ionen ein elektrisches Feld senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung, werden sie in diesem entlang des Feldes abgelenkt, wobei der Ablenkwinkel geschwindigkeitsabhängig ist. Ein schnelles Ion wird nur gering abgelenkt, ein langsames stärker. Damit ist ein elektrisches Feld als Ionenspektrometer nutzbar.

Durchqueren Ionen ein magnetisches Feld senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung, erfahren sie eine Ablenkung senkrecht zu Feld und Geschwindigkeitsvektor. Auch hier hängt der Ablenkwinkel von der Geschwindigkeit ab.

Die Kombination eines elektrischen und eines magnetischen Felds wird für Thomson-Ionenspektrometer genutzt, benannt nach Joseph John Thomson [130]. Die Ionen werden darin nach Energie sortiert aufgefächert, wobei sie beim Auftreffen auf einen Schirm parabelförmige Spuren bilden, was auch in den Gleichungen (10.1) und (10.3) deutlich wird. Dabei werden Ionen mit unterschiedlichem Verhältnis zwischen Ladung und Masse auf Parabelspuren unterschiedlicher Krümmung abgelenkt. Die Parabelform der Spuren verleiht dem Spektrometer auch die Bezeichnung *Thomson-Parabel*. Der Aufbau wird in Abbildung 10.5 dargestellt.

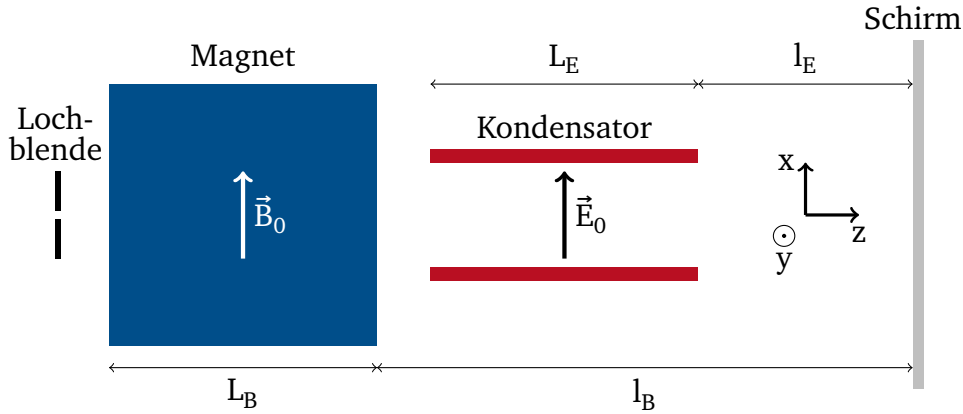


Abbildung 10.5: Schematische Darstellung eines Thomson-Ionenspektrometers. Die Ionen treten von links durch die Lochblende ein, durchqueren Magnetfeld und elektrisches Feld und werden auf dem Schirm detektiert.

Die Verschiebung aus der Nulllage beim Auftreffen auf den Schirm bestimmt sich für homogene elektrische und magnetische Felder folgendermaßen:

$$x = \frac{qE_0L_E}{\gamma m v_z^2} \left(\frac{L_E}{2} + l_E \right) \propto \frac{q}{m} \frac{1}{\gamma v_z^2} = \frac{q}{m} \frac{\gamma}{c^2(\gamma^2 - 1)} \propto \frac{q}{m} \frac{\gamma}{\gamma^2 - 1} \quad (10.1)$$

$$y = \frac{qB_0L_B}{\gamma m v_z} \left(\frac{L_B}{2} + l_B \right) \propto \frac{q}{m} \frac{1}{\gamma v_z} = \frac{q}{m} \frac{1}{c\sqrt{\gamma^2 - 1}} \propto \frac{q}{m} \frac{1}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \quad (10.2)$$

$$\frac{q}{m} \propto \frac{y^2}{x}. \quad (10.3)$$

Die Richtungen folgen dem Koordinatensystem in Abbildung 10.5. Neben der Geschwindigkeit v_z des Ions bestimmt seine Ladung q und seine Masse m den Auftreffpunkt auf dem Schirm. Daneben gehen auch noch die Feldstärken B_0 , E_0 und geometrische Parameter wie die Abstände und die Ausdehnung des Feldes in die Form der Parabelspuren ein.

Um annähernd eindimensionale Spuren, die über eine zweidimensionale Fläche verlaufen, darstellen zu können, müssen die in das Spektrometer eintretenden Ionen auf eine Dimension eingeschränkt werden, weshalb an den Eingang der Thomson-Parabel eine Lochblende gesetzt wird. Als Schirm wurde in den vorgestellten Experimenten eine Bildplatte, auch benannt mit der englischen Bezeichnung *Image Plate* (IP), vom Typ BAS-TR des Herstellers Fujifilm genutzt. Auftreffende Teilchen erzeugen darin Lumineszenzzentren, die beim Auslesen durch Licht zur photostimulierten Lumineszenz angeregt werden. Aus der beim Auslesen detektierten Intensität kann auf die Teilchenanzahl zurückgeschlossen werden.

Für verschiedene Werte des Verhältnisses zwischen Ladung und Masse q/m ergeben sich Parabelspuren verschiedener Krümmung, womit Ionenspezies mit unterschiedlichem Verhältnis von Ladung zu Masse unterschieden werden können. Dies bedeutet, dass Protonen auf eine andere Parabelspur aufgefächert werden als Deuteronen. Gleichzeitig können aber Deuteronen nicht von anderen Ionen mit gleichem Verhältnis von Ladung zu Masse, wie vollionisiertem Kohlenstoff oder Sauerstoff, unterschieden werden. Um dies zu erreichen, wird ausgenutzt, dass die höher geladenen Ionen in Materie schneller gestoppt werden. Daten dazu werden in Abbildung 10.6 dargestellt. Eine Filterschicht geeigneter Dicke vor dem Schirm kann damit

die schwereren Ionen stoppen. Ionen, die trotzdem den Schirm erreichen, können damit als Deuterium identifiziert werden. Diese Technik wurde zum Beispiel schon von Alejo et al. (2014) genutzt [131]. Um schwerere Ionen trotzdem sichtbar zu machen, wurden die Filter nur als Streifen vor die Bildplatte gesetzt, sodass zwischen ihnen alle Ionen detektiert werden.

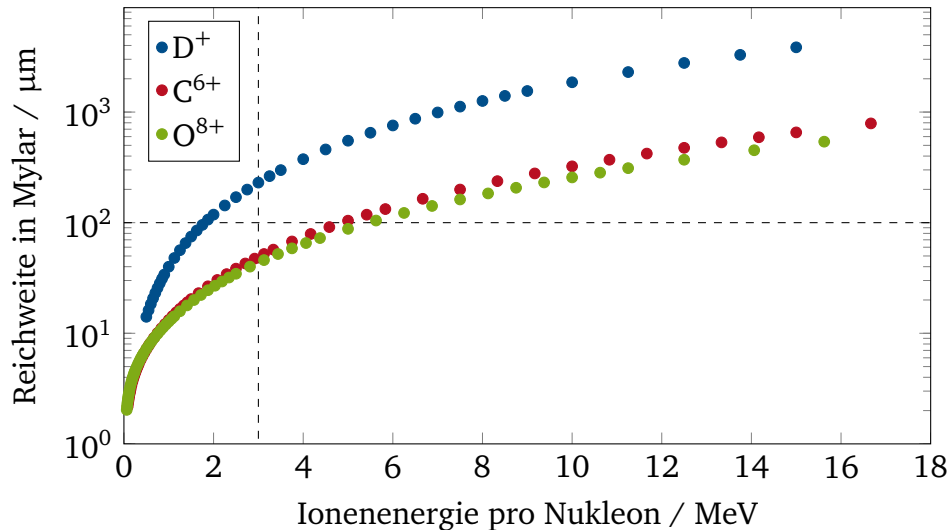


Abbildung 10.6: Reichweite von vollionisierten Deuterium- (D^+), Kohlenstoff- (C^{6+}) und Sauerstoffionen (O^{8+}) in Mylar zur Illustration des Filterkonzepts. So würde zum Beispiel eine Lage von $100\ \mu\text{m}$ Mylar an der Position, an der die Ionen mit $3\ \text{MeV/Nukleon}$ landen (gestrichelte Linien), Deuteronen durchlassen, aber Kohlenstoff und Sauerstoff stoppen. Daten aus Simulationen mit SRIM [132].

Abbildung 10.7 zeigt das Prinzip anhand von Thomsonparabelspuren aus einem deuterierten Polystyroltarget, die beim Experiment am Lasersystem PHELIX aufgenommen wurden. Der Nullpunkt ist die Abbildung der Lochblende durch nicht abgelenkte Teilchen wie Röntgenphotonen. Je höher die Geschwindigkeit eines Teilchens ist, desto weniger stark wird es abgelenkt und trifft dementsprechend umso näher am Nullpunkt auf. Die Protonenspur ($q/m=1:1$) ist unbeeinflusst vom Filtermaterial. Die darüber liegende Spur ($q/m=1:2$) enthält Deuteronen D^+ und vollionisierte Kohlenstoffionen C^{6+} . Während die Kohlenstoffionen gestoppt werden, erreichen die Deuteronen die Bildplatte, sodass die Spur nicht unterbrochen ist. Im Gegensatz dazu werden die Ionen der nächsten Spur gestoppt, sodass die Spur nur zwischen den Filterstreifen sichtbar ist. Dies sind fünffach geladene Kohlenstoffionen C^{5+} ($q/m=5:12$). Über Kohlenstoffionen anderer Ladungszustände kann hier keine Aussage gemacht werden, da keine weiteren Spuren sichtbar sind. Eventuell ist ihre Anzahl zu gering oder ihre Energie ist so, dass sie in Bereichen mit Filterstreifen landen.

10.2.2 Auswertung der mit dem Thomson-Ionenspektrometer gewonnenen Daten

In Abbildung 10.8 ist der Vergleich zwischen Polymer- und kryogenen Deuteriumtargets zu sehen. Durch den zur Darstellung gewählten Kontrast sind die Filterstreifen weniger deutlich sichtbar. Die Hintergrundintensität um die Spuren herum stammt von Ionen, die zum Beispiel am Rand der Lochblende gestreut wurden. Die Lage der Mylarfilterstreifen ist zum Teil anhand der sprunghaften Veränderung der Hintergrundintensität zu erkennen. In Tabelle 10.1 werden die Energiebereiche aufgelistet, die diese abdecken.

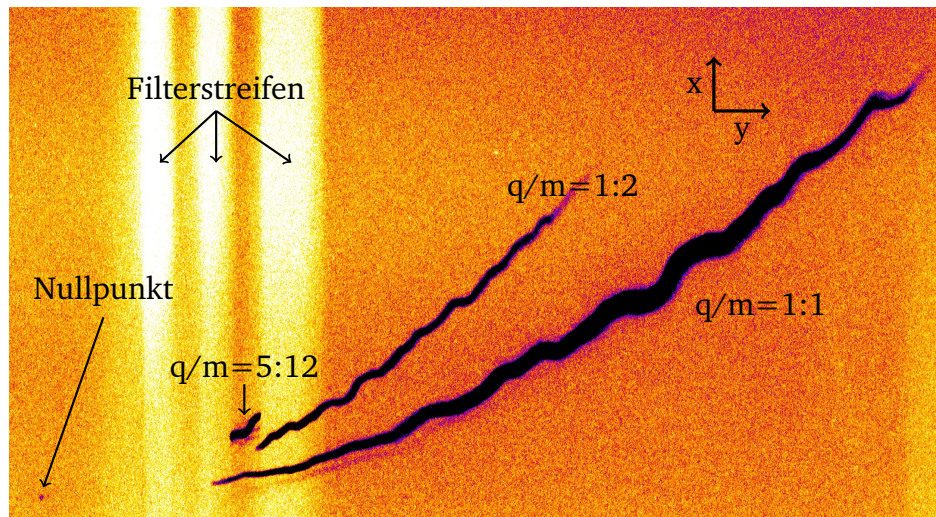


Abbildung 10.7: Thomsonparabelspuren in Falschfarbendarstellung, aufgenommen beim Experiment am Lasersystem PHELIX mit einem Target aus deuteriertem Polystyrol. Helle Pixel stehen für geringe Intensität, dunkle Pixel für hohe Intensität. Der Nullpunkt ist die Abbildung der Lochblende durch nicht abgelenkte Teilchen wie Röntgenphotonen. Die Schwankungen in den Spuren rühren wahrscheinlich von unzureichender Abschirmung gegen den bei der Laser-Materie-Wechselwirkung entstehenden elektromagnetischen (EMP) Puls her.

Analog zu Abbildung 10.7 sind in Abbildung 10.8a die aus einem deuterierten Polymertarget resultierenden Spuren zu sehen. Von unten nach oben ist eine Protonenspur ($q/m=1:1$) und eine gemischte Spur mit Deuteronen und vollionisierten schwereren Ionen zu identifizieren ($q/m=1:2$). Die Tatsache, dass sie trotz Filterstreifen nicht unterbrochen wird, weist die Existenz von Deuteronen nach. Oberhalb davon sind zwischen den Filterstreifen schwach noch weitere Spuren von anderen Ladungszuständen schwererer Ionen zu sehen.

Abbildung 10.8b zeigt die Spuren, welche aus einem kryogenen Deuteriumtarget resultieren, das mehrere Minuten dem Vakuum beziehungsweise dem darin befindlichen Restgas ausgesetzt war. In dieser Zeit konnten sich Restgasmoleküle am kalten Target anlagern. Erwartet wird vor allem Wasser, aber auch Kohlenwasserstoffe sind möglich. Dies führt dazu, dass auch hier Protonen und wenige schwerere Ionen, neben Deuteronen, Spuren erzeugen.

Abbildung 10.8c schließlich stellt die Spuren dar, die aus einem kryogenen Deuteriumtarget resultieren, welches nur wenige Sekunden dem Vakuum ausgesetzt war. Es ist nur eine Deuteronen- und keine Protonenspur zu sehen. Der Vergleich wird in Abbildung 10.9 besonders deutlich.

Ion		Filter 1 100 μm	Filter 2 200 μm	Filter 3 500 μm
		Energien in MeV		
H^+	E_{stopping}	3.0	4.3	7.2
	E_{min}	8.2	18.2	37.1
	E_{max}	12.8	27.9	50.0
D^+	E_{stopping}	4.0	5.8	9.6
	E_{min}	4.1	9.2	18.8
	E_{max}	6.5	14.1	25.5
C^{6+}	E_{stopping}	64.1	94.32	157.1
	E_{min}	24.9	55.4	113.8
	E_{max}	40.0	85.5	154.2
O^{8+}	E_{stopping}	96.3	143.7	243.2
	E_{min}	33.3	73.8	151.8
	E_{max}	52.0	114.0	205.6

Tabelle 10.1: Dicke der Filterstreifen aus Mylar, welche in Abbildung 10.8 genutzt wurden. Dazu kommt noch eine Lage von 12 μm dickem Aluminium vor der gesamten Fläche der Bildplatte, um diese vor Umgebungslicht zu schützen. E_{min} und E_{max} geben für Protonen, Deuteronen und die wahrscheinlichsten schwereren Ionen auf der Deuteronenspurs die Energiebereiche an, die die Filterstreifen abdecken. E_{stopping} ist die höchste Energie der Ionen, die in einer Folie der angegebenen Dicke plus der Aluminiumschicht jeweils gestoppt werden. Dabei wird deutlich, dass die Filter so positioniert sind, dass sie Protonen und Deuteronen durchlassen, aber die Kohlenstoff- und Sauerstoffionen stoppen. Zur grafischen Darstellung sei auf Abbildung 10.6 verwiesen.

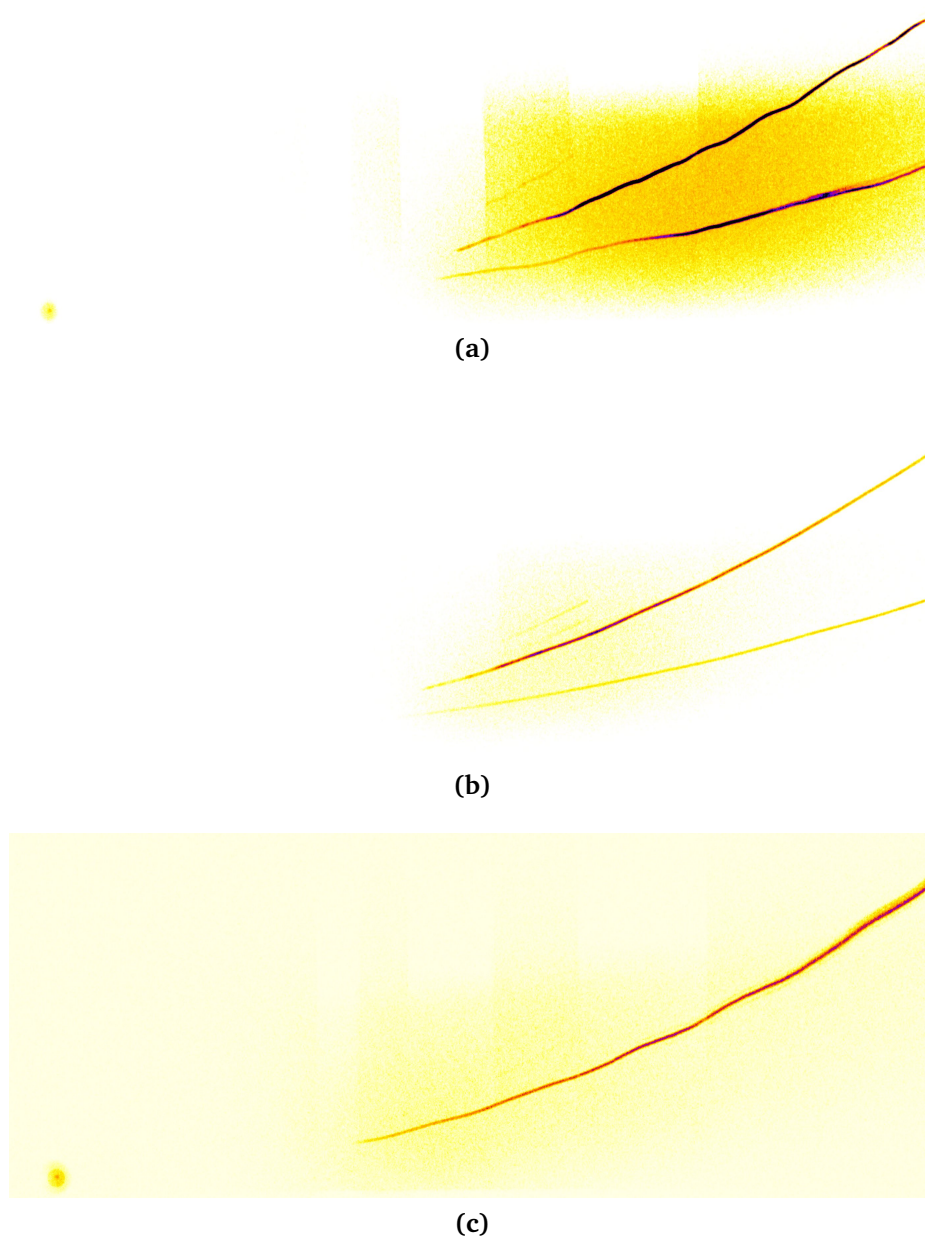


Abbildung 10.8: Thomsonparabelspuren in Falschfarbendarstellung, aufgenommen beim Experiment am Lasersystem VULCAN. Helle Pixel stehen für geringe Intensität, dunkle Pixel für hohe Intensität der photostimulierten Lumineszenz beim Auslesen. Die Farbskala ist für die drei Bilder nicht gleich, um die Spuren vollständig erkennbar zu machen. Durch das Kontrastlevel der Darstellung ist der Nullpunkt nicht immer sichtbar. (a) Deuteriertes Polystyroltarget. (b) Kryogenes Deuteriumtarget, welches mehrere Minuten im Vakuum stand. (c) Kryogenes Deuteriumtarget, das wenige Sekunden nach Erzeugung mit dem Laser wechselwirkte.

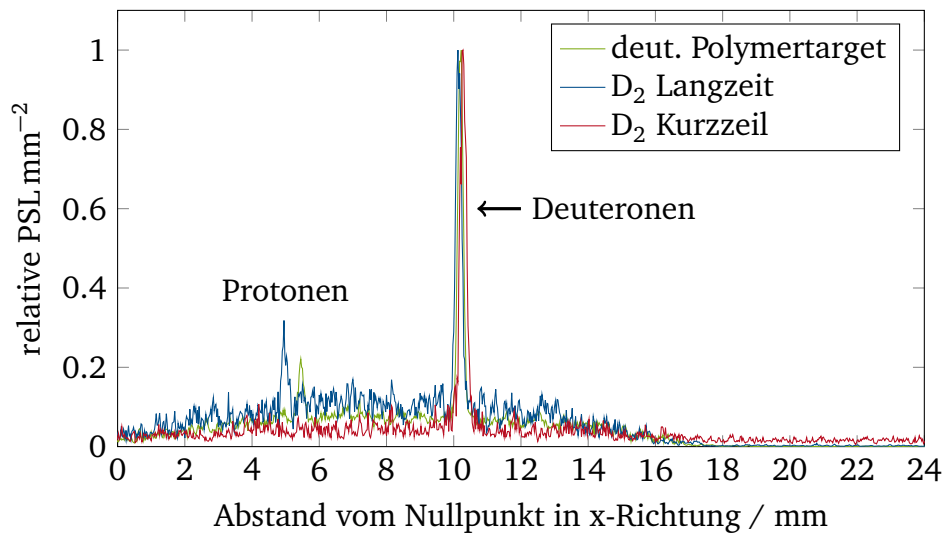


Abbildung 10.9: Daten aus Abbildung 10.8 in horizontalem Ausschnitt entsprechend der Deuteronenenergie 4,8 MeV beziehungsweise der Protonenenergie 9.6 MeV. Die Bezeichnung *deut. Polymertarget* bezieht sich auf das deuterierte Polystyroltarget und Abbildung 10.8a. *D₂ Langzeit* entspricht Abbildung 10.8b und bezieht sich auf ein kryogenes Deuteriumtarget, welches im Gegensatz zu *D₂ Kurzzeit* und Abbildung 10.8c lange dem Vakuum beziehungsweise dem Restgas ausgesetzt war. Die PSL-Werte sind auf das jeweilige Maximum skaliert. Es ist zu beachten, dass mit dieser Grafik keine Aussage über Teilchenzahlen gemacht wird, da die Umrechnung von PSL auf Anzahl energie- und speziesabhängig ist. Leichte Verschiebungen der Peaks auf der x-Achse sind darauf zurückzuführen, dass manche Spuren vom EMP beeinflusst eine leichte Oszillation zeigen, wie in Abbildung 10.8 sichtbar.

Das in Abbildung 10.8c sichtbare Fehlen von Spuren soll quantifiziert werden, indem die Signalhöhe am erwarteten Ort einer etwaigen Spur ausgewertet wird. In Abbildung 10.10 wird das Prinzip geometrisch verdeutlicht. Um die Spuren über das gesamte Energiespektrum zu untersuchen, wird für jede Pixelspalte über 1 mm um die Spur herum aufsummiert. Die Grenzen werden im Bild durch durchgezogene Linien verdeutlicht. Die Breite wurde gewählt, um leichte Oszillationen der Spur zu berücksichtigen.

Bei der Auswertung ist zu berücksichtigen, dass nur Daten vergleichbar sind, die über die volle Spurbreite aufgenommen wurden. Damit sind die Bereiche nahe des Nullpunkts auszuschließen, in denen die Spur nicht in voller Breite auf der Fläche der Bildplatte liegt. Zur Verdeutlichung werden die Grenzen in Abbildung 10.10 im jeweils entsprechenden Bereich nicht dargestellt.

Alle folgenden Daten werden unter Abzug des Hintergrundniveaus dargestellt. Die Glättung des Hintergrunds erfolgt dabei über einen räumlichen Tiefpassfilter in Form eines gaußschen Weichzeichners mit 30 pixel Standardabweichung, was hier 750 μm entspricht. Die Glättung wird dabei nur abschnittsweise über die Flächen der Filter, beziehungsweise die Flächen zwischen den Filtern, vorgenommen, da die Existenz der Filter das Hintergrundniveau beeinflusst.

Da die Lochblende kontinuierlich überlappend auf der Spur abgebildet wird, impliziert eine örtliche Auflösung geringer als der Lochblendendurchmesser eine höhere Genauigkeit als tatsächlich vorhanden. Die in den folgenden Auswertungen gezeigten Daten stellen deshalb einen gleitenden Mittelwert über acht Werte dar. Damit wird die räumliche Auflösung von 25 μm aus dem Scan der Bildplatte auf 200 μm verringert, was dem Durchmesser der Lochblende entspricht.

Der horizontale Abstand vom Nullpunkt wird in eine Energie umgerechnet. Bei der Interpretation der Abbildungen ist zu beachten, dass gleich große Abstandsintervalle nicht gleich großen Energieintervallen entsprechen.

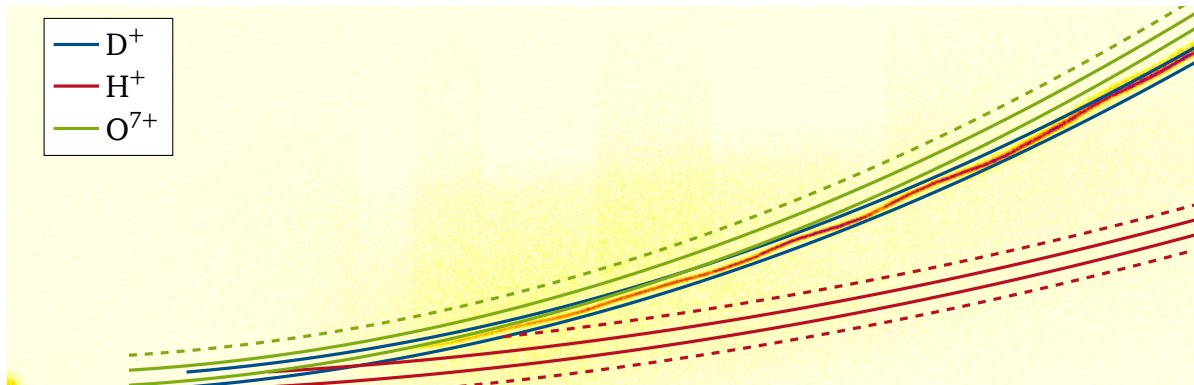


Abbildung 10.10: Abbildung 10.8c mit eingezeichneten Bereichen der Spurenauswertung. Durchgezogene Linien rahmen den Bereich ein, in dem eine Spur erwartet wird. Gestrichelte Linien geben die nebenliegenden Bereiche an, die zum Vergleich herangezogen werden.

In den Abbildungen 10.11 und 10.12 wird das Ergebnis der spaltenweisen Summation über die Spuren von Orten, an denen Ionen erwartet werden, gezeigt und mit dem Ergebnis für nebenliegende Orte verglichen.

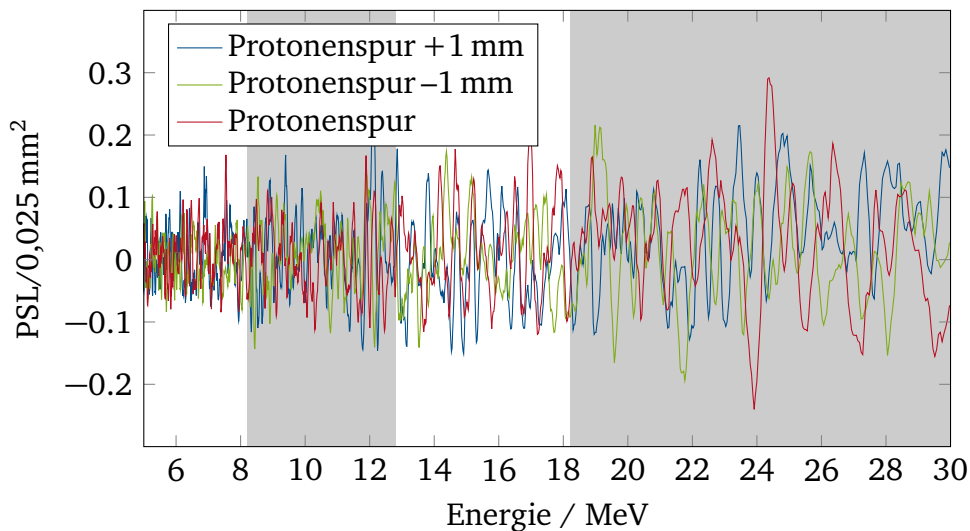


Abbildung 10.11: Lumineszenz für die erwartete Lage der Protonenspur und danebenliegende Spuren gleicher Breite für ein kryogenes Deuteriumtarget, das nur wenige Sekunden dem Vakuum beziehungsweise dem Restgas ausgesetzt war. Der Hintergrund wurde vor der Auswertung subtrahiert. Die Lage der Filterfolien wird durch graue Flächen angegeben. Die x-Achse kann nicht bis Null geführt werden, da ein Ion mit sehr wenig Energie sehr weit abgelenkt werden würde. Die Kante der Bildplatte ergibt somit eine untere Energiegrenze. Für Protonen sind dies knapp 5 MeV.

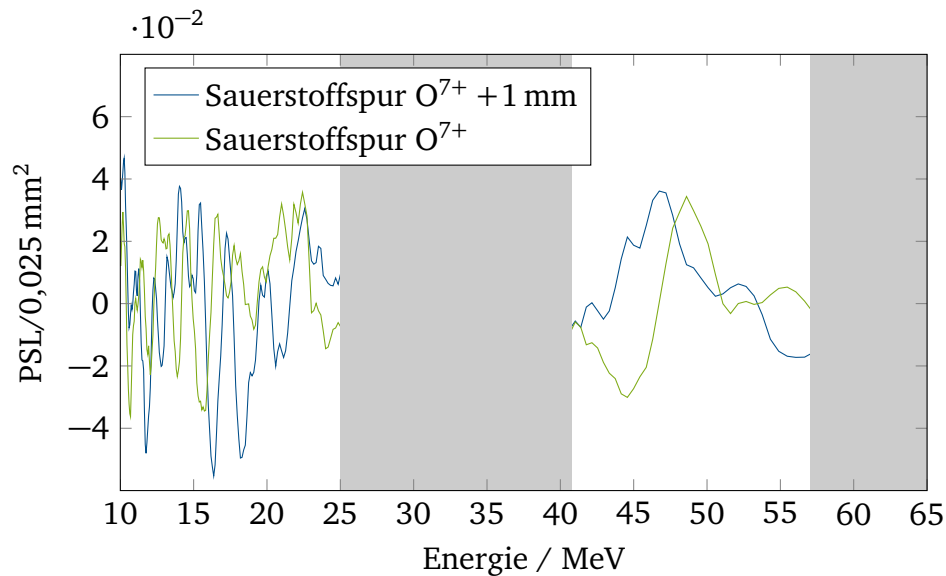


Abbildung 10.12: Lumineszenz für die erwartete Lage einer Spur für siebenfach geladene Sauerstoffionen und die daneben liegende Spur gleicher Breite für ein kryogenes Deuteriumtarget, das nur wenige Sekunden dem Vakuum beziehungsweise dem Restgas ausgesetzt war. Eine auf der anderen Seite der Sauerstoffspur liegende Spur kann nicht zum Vergleich ausgewertet werden, da sie mit der Deuteronenspur überlappt. Der Hintergrund wurde vor der Auswertung subtrahiert. Daten aus Flächen mit Filterfolien wurden nicht berücksichtigt, da die Sauerstoffionen sie nicht durchdringen können.

Zur Quantifizierung der Behauptung, dass die Lumineszenz am erwarteten Ort einer Spur sich nicht von der der umgebenen Flächen unterscheidet, werden die Mittelwerte bestimmt. Diese sind in Abbildung 10.13 zu sehen. Die Mittelwerte sind alle sehr ähnlich und weichen kaum von der Null ab, besonders im Vergleich mit dem Niveau des Rauschens, das durch seine Standardabweichung quantifiziert wird.

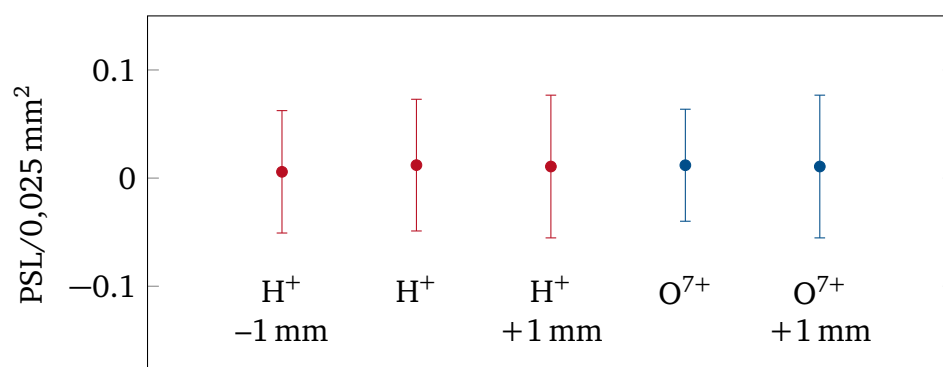


Abbildung 10.13: Mittelwerte mit Standardabweichungen der Lumineszenz der in Abbildung 10.10 gezeigten Spuren.

Da die Lumineszenz auf den Protonen- und Sauerstoffspuren nicht Null ist, gilt es zu quantifizieren, wie viele Ionen dort zum Signal beitragen können, ohne im Rauschen jedoch aufzufallen. Damit bestimmt sich die Nachweisgrenze für Ionen nicht aus der Höhe des Hintergrunds, sondern der Höhe des verbleibenden Rauschens nach Abzug des geglätteten Hintergrundniveaus. Als quantifizierende Größe für das Rauschen wird seine Standardabweichung festgelegt. Diese stellt somit auch die Nachweisgrenze für Ionen dar.

Aus der Intensität der photostimulierten Lumineszenz beim Auslesen der Bildplatten kann die Anzahl der Ionen bestimmt werden, die nötig war, um das Signal zu erzeugen. Dies erfolgt hier jedoch nur für Protonen und Deuteronen [131, 133], da für O^{7+} -Ionen entsprechende Umrechnungsdaten fehlen. Vor der Auswertung wird kompensiert, dass die Lumineszenzzentren zwischen dem Auftreffen der Ionen und dem Auslesen spontan zerfallen können und somit die Signalthöhe mit größer werdendem Zeitabstand zwischen Belichtung und Auslesen geringer wird [131]. Die zeitliche Normierung ist nötig, um die Umrechnungsfunktion auf Ionenzahl anwenden zu können. Außerdem wird berücksichtigt, dass die Ionen durch die unterschiedlichen Filterschichten mit veränderter Energie die Bildplatte erreichen, da die Intensität der pro Ion erzeugten Photolumineszenz energieabhängig ist.

Aufgrund des obigen Resultats des Vergleichs zwischen der Sauerstoffspur und dem angrenzenden Gebiet wird davon ausgegangen, dass die Anzahl an Sauerstoffionen im Ionenstrahl und damit auch die Anzahl vollionisierter Sauerstoffionen in der Deuteronenspur vernachlässigbar ist. Dementsprechend wird das gesamte Signal in eine Deuteronenanzahl umgerechnet.

In Abbildung 10.14 wird das Deuteronen- und Protonenspektrum unter Abzug des Hintergrundniveaus in Ionenzahlen dargestellt. Das Deuteronenspektrum weist dabei den für TNSA typischen exponentiell abfallenden Verlauf auf [47], wenn auch mit deutlich geringerer Energie, als mit einem Target optimaler Dicke möglich ist [51]. Das Protonenspektrum besteht nur aus dem Rauschen des Hintergrunds. Ein Signal, das sich vom Rauschen abhebt, muss mindestens größer als dieser Wert sein. Damit stellt die Standardabweichung des Rauschens in Höhe von $7,5 \cdot 10^9 \text{ MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ die Obergrenze für die mögliche Anzahl an Protonen dar. Die Daten werden in Abbildung 10.15 erneut, jedoch in intuitiverer nicht-logarithmischer Darstellung, gezeigt.

Andere Experimente zur Beschleunigung von Deuteronen nutzen deuterierte Kohlenwasserstoffe oder schweres Wasser als Targetmaterial. In den resultierenden Ionenstrahlen konnten neben Protonen auch schwerere Ionen wie Kohlenstoff und Wasserstoff nachgewiesen werden [27, 38, 39]. Im Gegensatz dazu ist es mit der Nutzung eines reinen kryogenen Deuteriumtargets gelungen, bei gleichzeitigem Ausschluss von Protonen und Sauerstoff, Deuteronen zu beschleunigen.

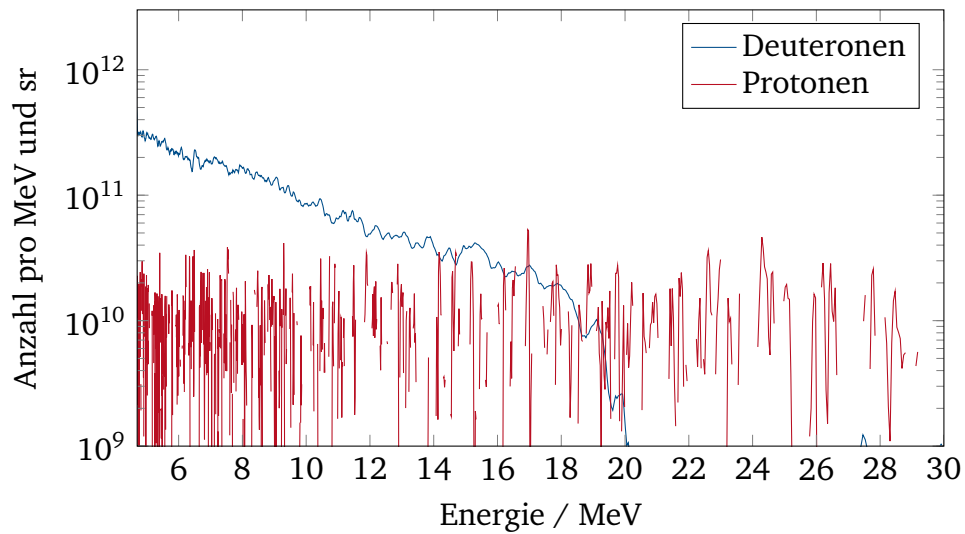


Abbildung 10.14: Anzahl beschleunigter Ionen pro MeV und sr für ein kryogenes Deuteriumtarget, das nur wenige Sekunden dem Vakuum beziehungsweise dem Restgas ausgesetzt war. Der Hintergrund wurde vor der Auswertung subtrahiert.

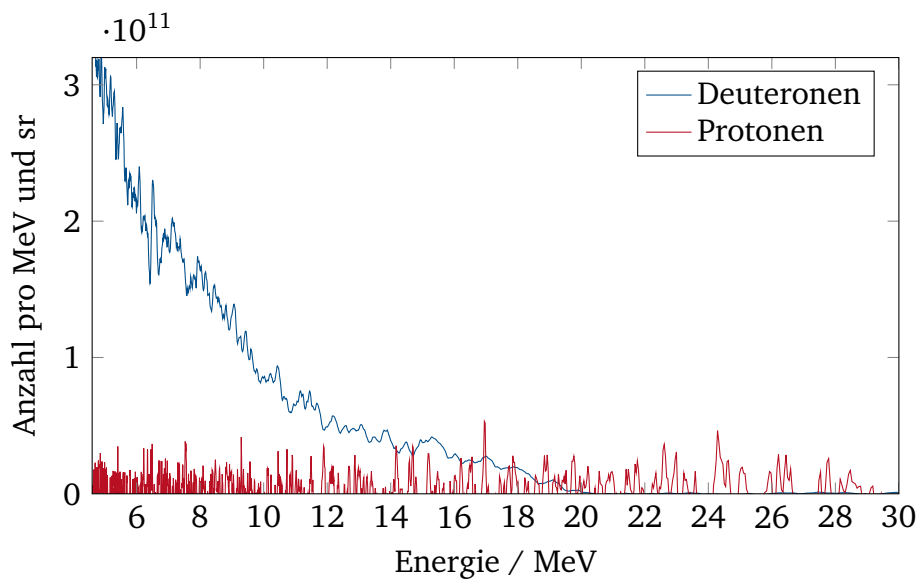


Abbildung 10.15: Anzahl beschleunigter Ionen pro MeV und sr für ein kryogenes Deuteriumtarget, das nur wenige Sekunden dem Vakuum beziehungsweise dem Restgas ausgesetzt war. Der Hintergrund wurde vor der Auswertung subtrahiert. Die Daten sind dieselben wie in Abbildung 10.14 gezeigt, hier jedoch in nicht-logarithmischer Darstellung.



11 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit stellt die Kondensationsmethode und einen dafür zugeschnittenen Aufbau zur Herstellung von freistehenden kryogenen Wasserstoff- und Deuteriumtargets vor. Damit ist es möglich, unter Standardbedingungen als Gase vorliegende Stoffe mit Feststoffkörperdichte als Target für die Laser-Materie-Wechselwirkung und insbesondere für die Laserionenbeschleunigung verfügbar zu machen. Verfestigte Gase als Targetmaterial stellen debrisfreie Feststofftargets dar. Dies ist besonders bedeutsam im Hinblick auf hochrepetierende Lasersysteme, welche aufgrund der hohen Schussrate durch Debrisschäden im Zeitverlauf früher beeinträchtigt werden.

Besonders interessant sind in diesem Zusammenhang die Gase Wasserstoff und Deuterium, wobei die Methode auch für andere Gase nutzbar ist. Wasserstoff und Deuterium haben eine geringe Dichte, sodass bei der Laser-Materie-Wechselwirkung die relativistische Transparenz eher erreicht wird. Des Weiteren ist reiner Wasserstoff interessant, da es als einziger Stoff eine reine Protonenquelle darstellt. Es gibt Vorhersagen, dass der BOA-Prozess in einem reinen Wasserstofftarget Protonen auf höhere Energien beschleunigen kann als in einem Target, das neben Wasserstoff auch noch schwerere Atome enthält. Deuterium wiederum ist ein interessantes Targetmaterial für die laserbasierte Neutronenerzeugung. Beschleunigte Deuteriumionen erzeugen in einem geeigneten Konvertermaterial mit höherer Effizienz als Protonen einen Neutronenstrahl.

Des Weiteren können Deuteronen im Ionenspektrometer von Protonen unterschieden werden, sodass untersucht werden kann, unter welchen Bedingungen ein kontaminationsfreier Ionenstrahl erzeugt werden kann.

Die Kühlmechanismen, basierend auf der expansionsbedingten Abkühlung eines Arbeitsgases, der im Rahmen dieser Arbeit genutzten Kältemaschinen an der TU Darmstadt und bei den Kooperationspartnern am Rutherford Appleton Laboratory werden vorgestellt. Dabei zeigt sich, dass der Gifford-McMahon-Kühler eine im Vergleich zum Pulsröhrenkühler erhöhte Kühlleistung bereitstellt, dies jedoch mit verstärkten Vibrationen einhergeht.

Die Kondensationsmethode zur Herstellung von freistehenden kryogenen Targets basiert auf einem gekühlten Targetrahmen mit einer Apertur darin. Dieser wird bei einer Temperatur von etwas über der Tripelpunkttemperatur von einer kleinen Zuchtkammer umgeben, sodass der Targetrahmen mit Gas umgeben werden kann, ohne das Vakuum der umgebenden Kammer zu kompromittieren. Der Druck wird solange erhöht, bis sich das Material verflüssigt. Es benetzt den Targetrahmen und überdeckt die Apertur. Anschließendes Kühlen verfestigt das Material. Nach Entfernen der Zuchtkammer befindet sich in der Apertur ein freistehendes Feststofftarget. Bisher ist es mit der Kondensationsmethode nicht gelungen, Targets mit Dicken unterhalb von $200\text{ }\mu\text{m}$ zu erzeugen. Diese Targetdicke ist weit entfernt vom Optimum für den TNSA-Beschleunigungsmechanismus und der BOA-Mechanismus ist damit nicht möglich. Im Experiment konnten dementsprechend auch nur geringe Ionenenergien erreicht werden.

Durch eine zukünftige Verkleinerung der Zuchtkammer kann der zur Verflüssigung nötige Druck schon mit einer geringeren Materialmenge erreicht werden, sodass erwartet wird, dass damit Targets geringerer Dicke erzeugt werden können. Des Weiteren könnte ein geringerer Durchmesser der Apertur zusammen mit einer geringeren Materialstärke des Targetrahmens dafür sorgen, dass die Apertur schon mit weniger Material gefüllt wird. Hinsichtlich der Druckmessung in

der Zuchtkammer bietet sich als Verbesserung an, die Zuleitung zum Drucksensor zu verkürzen und zu verbreitern, sodass die Verzögerung in der Druckmessung des Zuchtgases verringert wird. Damit kann das Einlassen von Gas in die Zuchtkammer früher gestoppt werden, was die Gesamtmenge an Material in der Zuchtkammer weiter verringert.

Ein weiterer Ansatz für dünnere Targets könnte sein, in ein dickeres Target Energie einzubringen, um Teile davon zur Sublimation zu bringen, während wenig Zeit für die Anlagerung von Kontaminationen aus dem Restgas bleibt. Erste Tests hierzu mit einem Infrarotlaser wurden bereits gemacht. Eine detaillierte Parameterstudie ist jedoch nötig, da der Grat zwischen kaum messbarem Einfluss und Zerstörung des Targets schmal ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch andere Herangehensweisen zur Herstellung von kryogenen Targets vorgestellt. Dazu gehören Varianten der Kondensationsmethode sowie die Extrusion aus einem Feststoffreservoir mit hohem Druck oder Flüssigjets, außerdem das Aufsprühen von kaltem Gas auf gekühlte Träger. Jede dieser Methoden löst bei anderen Verfahren auftauchende Probleme, wirft dafür aber auch wieder andere Schwierigkeiten auf. Zur Einordnung soll die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Kondensationsmethode anhand identischer Kriterien zusammengefasst und analysiert werden.

Charakterisierung

Konventionelle Feststofftargets werden im Vorfeld des Experiments hergestellt und können damit auch im Vorfeld mit einer Reihe von Methoden charakterisiert werden. Da kryogene Targets in situ hergestellt werden, müssen sie auch in situ charakterisiert werden. Durch die Kühlung kommen nur berührungslose Verfahren in Frage, deren benötigte Ausrüstung vakuumtauglich ist. Alternativ muss bei optischen Verfahren ein Strahlengang möglich sein, der das Target außerhalb der Vakuumkammer abbildet. Des Weiteren muss gesichert sein, dass für den Zeitpunkt der Laser-Target-Interaktion der Weg für den Laser zum Target und für den Ionenstrahl zur Diagnostik frei ist. Falls Bauteile nicht entsprechend platziert werden können, müssen sie motorisiert werden.

Als Charakterisierungstechnik wurde zunächst eine Frontalkamera vorgestellt, die einen qualitativen Überblick liefert.

Eine Profilkamera erlaubt auch quantifiziert die Bestimmung der Targetdicke. Diese Charakterisierungstechnik wird auch für den Großteil der anderen vorgestellten Methoden zur Herstellung kryogener Targets genutzt. Dabei geht durch die Projektion eine Dimension verloren. Hinzu kommt, dass die Technik aus geometrischen Gründen nur für flache Targetrahmen einsetzbar ist. Letztere Einschränkung fällt bei Extrusions- und Jettargets weg, da diese keinen Rahmen benötigen.

Ein chromatisch-konfokaler Sensor erlaubt die Abstandsbestimmung für beliebige laterale Positionen und für fast beliebige Targetrahmenformen. Durch Ausnutzung der Geometrie und unter der Annahme eines symmetrischen Targets kann aus dem Abstandswert auf die Dicke des Targets geschlossen werden. Zwei chromatisch-konfokale Sensoren, einer auf jeder Seite des Targets, machen die Annahme der Targetsymmetrie unnötig. Jedoch muss hier verhindert werden, dass ein Sensor Licht von seinem Partner auf der anderen Seite des Targets auffängt. Durch laterale Motorisierung kann das System erweitert werden, sodass eine Abtastung des Targets die Bestimmung eines Oberflächenprofils ermöglicht.

Eine transmittive Methode der Dickenbestimmung ist der Energieverlust von Alphateilchen, welche das Target durchqueren. Dabei ist jedoch zu beachten, dass eine orts aufgelöste Messung eingeschränkt bis gar nicht möglich ist und die Erhöhung der Zeit- und Energieauflösung mit erhöhter Aktivität einer radioaktiven Quelle in der Vakuumkammer einhergeht.

Ein Möglichkeit für ein optisches transmittives Verfahren wäre die Dickenmessung mit einem Weißlichtinterferometer. Damit wäre mit großem Arbeitsabstand die Bestimmung der Targetdicke möglich, sodass die Komponenten außerhalb des Strahlengangs des Lasers aufgebaut werden könnten und damit nicht motorisiert werden müssten.

Es konnte gezeigt werden, dass die Lebensdauer der kryogenen Targets lang ist gegenüber der Zeitspanne zwischen Erzeugung des Targets und Laser-Target-Interaktion. Die Veränderung der Dicke wurde zeitaufgelöst untersucht und es wurde festgestellt, dass sich die Entwicklung auf einer Zeitskala von zwei Minuten linear modellieren lässt. Mit diesem Modell wird die Dicke zum Zeitpunkt der Laser-Target-Interaktion extrapoliert, da die Charakterisierung bis kurz vorher zumindest mit chromatisch-konfokalen Sensoren aus Geometrie Gründen nicht möglich ist, weil diese den Weg für den Laserstrahl freimachen müssen.

Taktrate

Die Taktrate der Targeterzeugung mit der Kondensationsmethode bestimmt sich größtenteils aus der Zeit, die für den Austausch des Targetrahmens nach erfolgter Laser-Target-Interaktion nötig ist. Da aktuell dazu das System aufgewärmt werden und die Vakuumkammer geöffnet werden muss, ergibt sich mit anschließendem Abkühlen eine Taktrate von einer Möglichkeit zur Ionenbeschleunigung alle drei Stunden. Im Vergleich dazu kann das Lasersystem PHELIX alle 90 Minuten einen Puls liefern.

Die von Markus Hesse entwickelten Vorschläge zur Erweiterung des Systems erlauben den automatisierten Austausch des Targetrahmens, sodass sich die Austauschzeit auf wenige Minuten verkürzt.

Auch mit automatisiertem Austausch des Targetrahmens kann das System hinsichtlich der Taktrate nicht mit rahmenlosen Methoden wie dem Jettarget mithalten. Die Nutzung des Targetrahmens könnte jedoch als Stärke weiterentwickelt werden, wenn man die Kondensationsmethode nutzt, um komplexere dreidimensionale Targetrahmen mit kryogenem Wasserstoff und Deuterium zu befüllen und zu umhüllen. Auch das könnte mit dem automatisierten Targetrahmenaustausch kombiniert werden.

Positionierung und technische Infrastruktur

Der Kaltkopf wird an der Decke der Vakuumkammer befestigt, wofür entsprechende Flansche vorhanden sein müssen. Die Konsequenz ist ein stationäres Target, sodass die Fokusjustage über die Bewegung der Fokussierparabel erfolgt. Eine Alternative zeigt das System der Kollaborationspartner am Rutherford Appleton Laboratory, das am VULCAN-Laser genutzt wurde. Dort wurde der gesamte Kaltkopf auf einer motorisierten Basis befestigt. Das System ist jedoch teuer und verbraucht viel Platz.

Eine Schwingungskopplung mittels Kupferlitzen würde den Targetbereich vom Kaltkopf trennen, sodass das Target einfach positionierbar wird. Zugleich stellen die Litzen eine passive Schwingungskopplung zwischen Target und Kaltkopf dar. Über die Mechanik zur Positionierung könnte des Weiteren eine aktive Schwingungsdämpfung implementiert werden.

Damit wäre das Problem des vibrierenden Targets gelöst, das die aus dem Gifford-McMahon-Kühlmechanismus resultierenden Schwingungen übernimmt. Diese lagen beim Experiment am Lasersystem PHELIX in der Größenordnung der Rayleighlänge, was je nach Position des Targets zum Zeitpunkt der Laser-Target-Interaktion eine deutliche Intensitätsverminderung zur Folge gehabt haben könnte.

Ein zusätzlicher möglicher systematischer Positionierungsfehler in diesem Experiment resultierte aus der Dicke des Hilfsrings, auf dessen Kante fokussiert wurde. Ein Umstellen der Fokusjustagemethode analog zu undurchsichtigen Targets würde dem abhelfen. Dafür würde die Infrarot-LED zur Beleuchtung auf der gleichen Seite des Targets wie die Fokuskamera positioniert. Ein Scharfstellen auf die Vorderseite des Targetrahmens legt dessen Ebene im Raum fest, sodass die Fokusebene darauf einjustiert werden kann.

Einsatz im Experiment

Das in dieser Arbeit beschriebene System wurde an den Großlaser PHELIX am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung transportiert und dort wieder aufgebaut. Erfolgreich wurden kryogene Deuteriumtargets hergestellt und zur Laserionenbeschleunigung genutzt. Gleiches geschah mit dem von den Kollaborationspartnern am Rutherford Appleton Laboratory entwickelten System. Dieses wurde am Laser VULCAN an der Central Laser Facility getestet. Auch hier gelang es, kryogene Deuteriumtargets herzustellen und daraus Ionen zu beschleunigen.

Es konnten reine Deuteronenstrahlen erzeugt werden, wofür es entscheidend war, dass das Target zwischen der Erzeugung und der Laser-Target-Interaktion nur wenige Sekunden dem Vakuum ausgesetzt war, sodass Kontaminationsmoleküle im Restgas in der Vakuumkammer keine Zeit hatten, sich auf der Oberfläche abzusetzen. Durch das nicht optimale Signal-zu-Rausch-Verhältnis konnte die untere Nachweisgrenze für Protonen auf vergleichsweise hohe $7,5 \cdot 10^9$ Protonen pro MeV und Steradian bestimmt werden. Dies liegt nur bis etwa eineinhalb Größenordnungen unterhalb der gemessenen Anzahl an Deuteronen. Durch den Einsatz einer größeren Lochblende könnte das verbessert werden.

Andere Experimente zur Beschleunigung von Deuteronen nutzen deuterierte Kohlenwasserstoffe oder schweres Wasser als Targetmaterial. In den resultierenden Ionenstrahlen konnten neben Protonen auch schwerere Ionen wie Kohlenstoff und Wasserstoff nachgewiesen werden. Im Gegensatz dazu ist es mit der Nutzung eines reinen kryogenen Deuteriumtargets gelungen, bei gleichzeitigem Ausschluss von Protonen und Sauerstoff, Deuteronen zu beschleunigen.

Literaturverzeichnis

- [1] T. H. Maiman: Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, **187**:493, **1960**
- [2] D. Strickland und G. Mourou: Compression of Amplified Chirped Optical Pulses, *Optics Communications*, **56(3)**:219, **1985**
- [3] C. N. Danson, P. A. Brummitt, R. J. Clarke, J. L. Collier, B. Fell, A. J. Frackiewicz, S. Hawkes, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, M. H. R. Hutchinson, A. Kidd, W. J. Lester, I. O. Musgrave, D. Neely, D. R. Neville, P. A. Norreys, D. A. Pepler, C. J. Reason, W. Shaikh, T. B. Winstone, R. W. W. Wyatt und B. E. Wyborn: Vulcan petawatt: Design, operation and interactions at $5 \times 10^{20} \text{ Wcm}^{-2}$, *Laser and Particle Beams*, **23(1)**:87, **2005**
- [4] S. H. Batha, R. Aragonéz, F. L. Archuleta, T. N. Archuleta, J. F. Benage, J. A. Cobble, J. S. Cowan, V. E. Fatherley, K. A. Flippo, D. C. Gautier, R. P. Gonzales, S. R. Greenfield, B. M. Hegelich, T. R. Hurry, R. P. Johnson, J. L. Kline, S. A. Letzring, E. N. Loomis, F. E. Lopez, S. N. Luo, D. S. Montgomery, J. A. Oertel, D. L. Paisley, S. M. Reid, P. G. Sanchez, A. Seifter, T. Shimada und J. B. Workman: TRIDENT high-energy-density facility experimental capabilities and diagnostics, *Review of Scientific Instruments*, **79(10)**:10F305, **2008**
- [5] T. J. Yu, S. K. Lee, J. H. Sung, J. W. Yoon, T. M. Jeong und J. Lee: Generation of high-contrast, 30 fs, 1.5 PW laser pulses from chirped-pulse amplification Ti:sapphire laser, *Optics Express*, **20(10)**:10807, **2012**
- [6] F. Wagner, C. P. João, J. Fils, T. Gottschall, J. Hein, J. Körner, J. Limpert, M. Roth, T. Stöhlker und V. Bagnoud: Temporal contrast control at the PHELIX petawatt laser facility by means of tunable sub-picosecond optical parametric amplification, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **116(2)**:429, **2014**
- [7] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks und K. Yasuike: Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of Petawatt laser pulses with solid targets, *Physics of Plasmas*, **7(5)**:2076, **2000**
- [8] R. A. Snavely, M. H. Key, S. P. Hatchett, T. E. Cowan, M. Roth, T. W. Phillips, M. A. Stoyer, E. A. Henry, T. C. Sangster, M. S. Singh, S. C. Wilks, A. Mackinnon, A. Offenberger, D. M. Pennington, K. Yasuike, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, J. Johnson, M. D. Perry und E. M. Campbell: Intense High-Energy Proton Beams from Petawatt-Laser Irradiation of Solids, *Physical Review Letters*, **85(14)**:2945, **2000**
- [9] S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan, M. Roth, M. Singh, S. Hatchett, M. H. Key, D. Pennington, A. MacKinnon und R. A. Snavely: Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions, *Physics of Plasmas*, **8(2)**:542, **2001**

-
- [10] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich und J. C. Fernández: GeV laser ion acceleration from ultrathin targets: The laser break-out afterburner, *Laser and Particle Beams*, **24(2)**:291, **2006**
- [11] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan und J. C. Fernandez: Monoenergetic and GeV ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets, *Physics of Plasmas*, **14(5)**:056706, **2007**
- [12] D. Jung, L. Yin, D. C. Gautier, H. C. Wu, S. Letzring, B. Dromey, R. Shah, S. Palaniyappan, T. Shimada, R. P. Johnson, J. Schreiber, D. Habs, J. C. Fernández, B. M. Hegelich und B. J. Albright: Laser-driven 1 GeV carbon ions from preheated diamond targets in the break-out afterburner regime, *Physics of Plasmas*, **20(8)**:083103, **2013**
- [13] B. M. Hegelich, B. Albright, P. Audebert, A. Blazevic, E. Brambrink, J. Cobble, T. Cowan, J. Fuchs, J. C. Gauthier, C. Gautier, M. Geissel, D. Habs, R. Johnson, S. Karsch, A. Kemp, S. Letzring, M. Roth, U. Schramm, J. Schreiber, K. J. Witte und J. C. Fernandez: Spectral properties of laser-accelerated mid-Z MeV/u ion beams, *Physics of Plasmas*, **12(5)**:056314, **2005**
- [14] A. Tebartz, S. Bedacht, M. Hesse, S. Astbury, R. Clarke, A. Ortner, G. Schaumann, F. Wagner, D. Neely und M. Roth: Creation and characterization of free-standing cryogenic targets for laser-driven ion acceleration, *Review of Scientific Instruments*, **88(9)**:093512, **2017**
- [15] T. Ebert, N. W. Neumann, T. Abel, G. Schaumann und M. Roth: Laser-induced microstructures on silicon for laser-driven acceleration experiments, *High Power Laser Science and Engineering*, **5**:e13, **2017**
- [16] Z. Zhao, L. Cao, L. Cao, J. Wang, W. Huang, W. Jiang, Y. He, Y. Wu, B. Zhu, K. Dong, Y. Ding, B. Zhang, Y. Gu, M. Y. Yu und X. T. He: Acceleration and guiding of fast electrons by a nanobrush target, *Physics of Plasmas*, **17(12)**:123108, **2010**
- [17] K. A. Flippo, E. D’Humières, S. A. Gaillard, J. Rassuchine, D. C. Gautier, M. Schollmeier, F. Nürnberg, J. L. Kline, J. Adams, B. Albright, M. Bakeman, K. Harres, R. Johnson, G. Korgan, S. Letzring, S. Malekos, N. Renard-LeGalloudec, Y. Sentoku, T. Shimada, M. Roth, T. E. Cowan, J. C. Fernández und B. M. Hegelich: Increased efficiency of short-pulse laser-generated proton beams from novel flat-top cone targets, *Physics of Plasmas*, **15(5)**:056709, **2008**
- [18] I. Prencipe, A. Sgattoni, D. Dellasega, L. Fedeli, L. Cialfi, I. W. Choi, I. J. Kim, K. A. Janulewicz, K. F. Kakolee, H. W. Lee, J. H. Sung, S. K. Lee, C. H. Nam und M. Passoni: Development of foam-based layered targets for laser-driven ion beam production, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **58(3)**:034019, **2016**
- [19] K. Krushelnick, E. L. Clark, Z. Najmudin, M. Salvati, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, A. E. Dangor, V. Malka, D. Neely, R. Allott und C. Danson: Multi-MeV Ion Production from High-Intensity Laser Interactions with Underdense Plasmas, *Physical Review Letters*, **83(4)**:737, **1999**
- [20] M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, S. Busch, E. Risse, M. P. Kalachnikov, W. Sandner und P. V. Nickles: Ion acceleration with ultrafast laser driven water droplets, *Laser and Particle Beams*, **23(3)**:337, **2005**

-
- [21] J. A. Menzel: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Kryoanlage zur Targeterzeugung für Experimente mit Hochenergielasern und Schwerionenstrahlen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, **2010**
- [22] B. Hegelich, D. Jung, B. Albright, J. Fernandez, D. Gautier, C. Huang, T. Kwan, S. Letzring, S. Palaniyappan, R. Shah, H.-C. Wu, L. Yin, A. Henig, R. Hörlein, D. Kiefer, J. Schreiber, X. Yan, T. Tajima, D. Habs, B. Dromey und J. Honrubia: Experimental demonstration of particle energy, conversion efficiency and spectral shape required for ion-based fast ignition, *Nuclear Fusion*, **51(8)**:083011, **2011**
- [23] E. Dewald, C. Constantin, C. Niemann, S. Udrea, J. Jacoby, J. Wieser, D. Varentsov, N. A. Tahir, A. Kozyreva, A. Shutov, T. Schlegel, A. Tauschwitz, D. H. H. Hoffmann und R. Bock: Fundamental Studies of Intense Heavy-Ion Beam Interaction With Solid Targets, *IEEE Transactions on Plasma Science*, **31(2)**:221, **2003**
- [24] B. M. Hegelich, I. Pomerantz, L. Yin, H. C. Wu, D. Jung, B. J. Albright, D. C. Gautier, S. Letzring, S. Palaniyappan, R. Shah, K. Allinger, R. Hörlein, J. Schreiber, D. Habs, J. Blakeney, G. Dyer, L. Fuller, E. Gaul, E. McCary, A. R. Meadows, C. Wang, T. Ditmire und J. C. Fernandez: Laser-driven ion acceleration from relativistically transparent nanotargets, *New Journal of Physics*, **15(8)**:085015, **2013**
- [25] M. Roth, D. Jung, K. Falk, N. Guler, O. Deppert, M. Devlin, A. Favalli, J. Fernandez, D. Gautier, M. Geissel, R. Haight, C. Hamilton, B. Hegelich, R. Johnson, F. Merrill, G. Schaumann, K. Schoenberg, M. Schollmeier, T. Shimada, T. Taddeucci, J. Tybo, F. Wagner, S. Wender, C. Wilde und G. Wurden: Bright Laser-Driven Neutron Source Based on the Relativistic Transparency of Solids, *Physical Review Letters*, **110(4)**:044802, **2013**
- [26] A. Kleinschmidt: *Neutron generation through the interaction of high-intensity lasers with matter and their application*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, **2017**
- [27] A. Alejo, A. G. Krygier, H. Ahmed, J. T. Morrison, R. J. Clarke, J. Fuchs, A. Green, J. S. Green, D. Jung, A. Kleinschmidt, Z. Najmudin, H. Nakamura, P. Norreys, M. Notley, M. Oliver, M. Roth, L. Vassura, M. Zepf, M. Borghesi, R. R. Freeman und S. Kar: High flux, beamed neutron source using deuteron-rich ion beams from D₂O-ice layered targets, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **59(6)**:064004, **2017**
- [28] P. C. Souers: *Hydrogen Properties for Fusion Energy*, University of California Press, Berkeley Los Angeles London, **1986**
- [29] S. Astbury, S. Bedacht, P. Brummitt, D. Carroll, R. Clarke, S. Crisp, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, S. Hook, J. S. Merchan, D. Neely, A. Ortner, D. Rathbone, P. Rice, G. Schaumann, C. Spindloe, S. Spurdle, A. Tebartz, S. Tomlinson, F. Wagner, M. Borghesi, M. Roth und M. Tolley: In-situ formation of solidified hydrogen thin-membrane targets using a pulse tube cryocooler, in *Journal of Physics: Conference Series*, **713**, S. 012006, **2016**
- [30] M. Hesse: *Erhöhung der Repetitionsrate bei Experimenten zur Laser-Ionenbeschleunigung mit kryogenen Targets*, Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt, **2016**
- [31] S. Garcia, D. Chatain und J. P. Perin: Continuous production of a thin ribbon of solid hydrogen, *Laser and Particle Beams*, **32(4)**:569, **2014**

-
- [32] D. Margarone, A. Velyhan, J. Dostal, J. Ullschmied, J. P. Perin, D. Chatain, S. Garcia, P. Bonnay, T. Pisarczyk, R. Dudzak, M. Rosinski, J. Krasa, L. Giuffrida, J. Prokupek, V. Scuderi, J. Psikal, M. Kucharik, M. D. Marco, J. Cikhardt, E. Krousky, Z. Kalinowska, T. Chodukowski, G. A. P. Cirrone und G. Korn: Proton Acceleration Driven by a Nanosecond Laser from a Cryogenic Thin Solid-Hydrogen Ribbon, *Physical Review X*, **6(4)**:041030, **2016**
- [33] A. Velyhan, L. Giuffrida, V. Scuderi, J. Perin, D. Chatain, S. Garcia, P. Bonnay, J. Dostal, J. Ullschmied, R. Dudzak, E. Krousky, J. Cykhardt, J. Prokupek, M. Pfeifer, M. Rosinski, J. Krasa, K. Brabcova, M. D. Napoli, T. Lastovicka und D. Margarone: Efficient production and diagnostics of MeV proton beams from a cryogenic hydrogen ribbon, *Journal of Instrumentation*, **12(6)**:C06024, **2017**
- [34] S. H. Glenzer, L. B. Fletcher, E. Galtier, B. Nagler, R. Alonso-Mori, B. Barbreil, S. B. Brown, D. A. Chapman, Z. Chen, C. B. Curry, F. Fiuza, E. Gamboa, M. Gauthier, D. O. Gericke, A. Gleason, S. Goede, E. Granados, P. Heimann, J. Kim, D. Kraus, M. J. MacDonald, A. J. Mackinnon, R. Mishra, A. Rivasio, C. Roedel, P. Sperling, W. Schumaker, Y. Y. Tsui, J. Vorberger, U. Zastra, A. Fry, W. E. White, J. B. Hasting und H. J. Lee: Matter under extreme conditions - experiments at the Linac Coherent Light Source, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **49(9)**:092001, **2016**
- [35] J. B. Kim und S. H. Glenzer: Development of a cryogenic hydrogen microjet for high-intensity, high-repetition rate experiments, *Review of Scientific Instruments*, **87(11)**:11E328, **2016**
- [36] M. Gauthier, J. B. Kim, C. B. Curry, B. Aurand, E. J. Gamboa, S. Göde, C. Goyon, A. Hazi, S. Kerr, A. Pak, A. Propp, B. Ramakrishna, J. Ruby, O. Willi, G. J. Williams, C. Rödel und S. H. Glenzer: High-intensity laser-accelerated ion beam produced from cryogenic micro-jet target, *Review of Scientific Instruments*, **87(11)**:11D825, **2016**
- [37] A. Propp: Ion Acceleration by Laser Plasma Interaction from Cryogenic Microjets, *SLAC Technical Note*, **2015**
- [38] J. T. Morrison, M. Storm, E. Chowdhury, K. U. Akli, S. Feldman, C. Willis, R. L. Daskalova, T. Growden, P. Berger, T. Ditmire, L. Van Woerkom und R. R. Freeman: Selective deuteron production using target normal sheath acceleration, *Physics of Plasmas*, **19(3)**:030707, **2012**
- [39] A. G. Krygier, J. T. Morrison, S. Kar, H. Ahmed, A. Alejo, R. Clarke, J. Fuchs, A. Green, D. Jung, A. Kleinschmidt, Z. Najmudin, H. Nakamura, P. Norreys, M. Notley, M. Oliver, M. Roth, L. Vassura, M. Zepf, M. Borghesi und R. R. Freeman: Selective deuterium ion acceleration using the Vulcan petawatt laser, *Physics of Plasmas*, **22(5)**:053102, **2015**
- [40] G. Bekefi (Hrsg.): *Principles of Laser Plasmas*, Wiley, **1976**
- [41] A. Piel: *Plasma Physics*, Springer, Berlin, Heidelberg, **2010**
- [42] D. Petrascheck und F. Schwabl: *Elektrodynamik*, Springer, Berlin Heidelberg, **2015**
- [43] S. Eliez: *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP Publishing, **2002**
- [44] S. Eliezer und K. Mima (Hrsg.): *Applications of Laser-Plasma Interactions*, CRC Press, Boca Raton, **2009**

-
- [45] F. Brunel: Not-so-resonant, resonant absorption, *Physical Review Letters*, **59(1)**:52, **1987**
- [46] W. L. Kruer und K. Estabrook: J×B heating by very intense laser light, *Physics of Fluids*, **28(1)**:430, **1985**
- [47] A. Macchi, M. Borghesi und M. Passoni: Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction, *Reviews of Modern Physics*, **85(2)**:751, **2013**
- [48] T. Liseykina, P. Mulser und M. Murakami: Collisionless absorption, hot electron generation, and energy scaling in intense laser-target interaction, *Physics of Plasmas*, **22(3)**:033302, **2015**
- [49] D. Bauer, P. Mulser und W.-H. Steeb: Relativistic Ponderomotive Force, Uphill Acceleration, and Transition to Chaos, *Physical Review Letters*, **75(25)**:4622, **1995**
- [50] A. Macchi: *A Superintense Laser-Plasma Interaction Theory Primer*, SpringerBriefs in Physics, Springer Netherlands, Dordrecht, **2013**
- [51] F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz, P. Fiala, A. Kleinschmidt, P. Poth, V. A. Schanz, A. Tebartz, B. Zielbauer, M. Roth, T. Stöhlker und V. Bagnoud: Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH₂ Targets, *Physical Review Letters*, **116(20)**:205002, **2016**
- [52] A. Higginson, R. J. Gray, M. King, R. J. Dance, S. D. R. Williamson, N. M. H. Butler, R. Wilson, R. Capdessus, C. Armstrong, J. S. Green, S. J. Hawkes, P. Martin, W. Q. Wei, S. R. Mirfayzi, X. H. Yuan, S. Kar, M. Borghesi, R. J. Clarke, D. Neely und P. McKenna: Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme, *Nature Communications*, **9(1)**:724, **2018**, URL <http://www.nature.com/articles/s41467-018-03063-9>
- [53] J. J. Honrubia, M. Kaluza, J. Schreiber, G. D. Tsakiris und J. Meyer-Ter-Vehn: Laser-driven fast-electron transport in preheated foil targets, *Physics of Plasmas*, **12(5)**:052708, **2005**
- [54] J. J. Santos, A. Debayle, P. Nicolai, V. Tikhonchuk, M. Manclossi, D. Batani, A. Guemnie-Tafo, J. Faure, V. Malka und J. J. Honrubia: Fast electron transport and induced heating in aluminium foils, *Journal of Physics: Conference Series*, **112**:022088, **2008**
- [55] A. R. Bell, A. P. L. Robinson, M. Sherlock, R. J. Kingham und W. Rozmus: Fast electron transport in laser-produced plasmas and the KALOS code for solution of the Vlasov-Fokker-Planck equation, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **48(3)**:R37, **2006**
- [56] E. Brambrink, J. Schreiber, T. Schlegel, P. Audebert, J. Cobble, J. Fuchs, M. Hegelich und M. Roth: Transverse characteristics of short-pulse laser-produced ion beams: A study of the acceleration dynamics, *Physical Review Letters*, **96(15)**:154801, **2006**
- [57] H. Daido, M. Nishiuchi und A. S. Pirozhkov: Review of laser-driven ion sources and their applications., *Reports on Progress in Physics. Physical Society (Great Britain)*, **75(5)**:056401, **2012**
- [58] B. J. Albright, L. Yin, K. J. Bowers, B. M. Hegelich, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan und J. C. Fernandez: Relativistic Buneman instability in the laser breakout afterburner, *Physics of Plasmas*, **14(9)**:094502, **2007**
-

-
- [59] L. Yin, B. J. Albright, K. J. Bowers, D. Jung, J. C. Fernández und B. M. Hegelich: Three-Dimensional Dynamics of Breakout Afterburner Ion Acceleration Using High-Contrast Short-Pulse Laser and Nanoscale Targets, *Physical Review Letters*, **107(4)**:045003, **2011**
- [60] F. Wagner, S. Bedacht, V. Bagnoud, O. Deppert, S. Geschwind, R. Jaeger, A. Ortner, A. Tebartz, B. Zielbauer, D. H. H. Hoffmann und M. Roth: Simultaneous observation of angularly separated laser-driven proton beams accelerated via two different mechanisms, *Physics of Plasmas*, **22(6)**:063110, **2015**
- [61] D. Jung, L. Yin, B. J. Albright, D. C. Gautier, S. Letzring, B. Dromey, M. Yeung, R. Hörlein, R. Shah, S. Palaniyappan, K. Allinger, J. Schreiber, K. J. Bowers, H. C. Wu, J. C. Fernandez, D. Habs und B. M. Hegelich: Efficient carbon ion beam generation from laser-driven volume acceleration, *New Journal of Physics*, **15(2)**:023007, **2013**
- [62] L. Yin, B. J. Albright, D. Jung, R. C. Shah, S. Palaniyappan, K. J. Bowers, A. Henig, J. C. Fernandez und B. M. Hegelich: Break-out afterburner ion acceleration in the longer laser pulse length regime, *Physics of Plasmas*, **18(6)**:063103, **2011**
- [63] J. E. Andrew, R. D. Edwards, J. D. Fyrth, M. H. Gardner, A. J. Simons, K. Vaughan, C. G. Allwork, R. J. Clarke und H. Doyle: Observations of debris and shrapnel plumes from PW driven solid targets, *Central Laser Facility Annual Report*, **2008**
- [64] J. E. Andrew: Laser Target Debris and Shrapnel Studies by AWE, *Target Fabrication Meeting*, **2015**
- [65] T. C. Liu, X. Shao, C. S. Liu, B. Eliasson, W. T. Hill, J. Wang und S. H. Chen: Laser acceleration of protons using multi-ion plasma gaseous targets, *New Journal of Physics*, **17**:023018, **2015**
- [66] I. Prencipe, J. Fuchs, S. Pascarelli, D. W. Schumacher, R. B. Stephens, N. B. Alexander, R. Briggs, M. Büscher, M. O. Cernaianu, A. Choukourov, M. De Marco, A. Erbe, J. Fassbender, G. Fiquet, P. Fitzsimmons, C. Gheorghiu, J. Hund, L. G. Huang, M. Harmand, N. J. Hartley, A. Irman, T. Kluge, Z. Konopkova, S. Kraft, D. Kraus, V. Leca, D. Margarone, J. Metzkes, K. Nagai, W. Nazarov, P. Lutoslawski, D. Papp, M. Passoni, A. Pelka, J. P. Perin, J. Schulz, M. Smid, C. Spindloe, S. Steinke, R. Torchio, C. Vass, T. Wiste, R. Zaffino, K. Zeil, T. Tschentscher, U. Schramm und T. E. Cowan: Targets for high repetition rate laser facilities: needs, challenges and perspectives, *High Power Laser Science and Engineering*, **5**:e17, **2017**
- [67] J. A. Dean: *Lange's Handbook of Chemistry*, 15. Ausg., McGraw-Hill, **1999**
- [68] D. R. Lide: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 84. Ausg., CRC Press, Boca Raton, Florida, **2003**
- [69] H. Kuchling: *Taschenbuch der Physik*, 13. Ausg., Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, **1991**
- [70] AirLiquide: *Deuterium N28 Datenblatt*, **22.06.2017**, URL <http://produkte.airliquide.de/loesungen/produkte/gasekatalog/stoffe/deuteriumn28.html>

-
- [71] Goodfellow: Datenblatt Polystyrol, **18.10.2017**, URL http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=ieYfUNSIPHAjai87FsM5JBoURLKqpq&n=HKo4EE5YdQqv3l3q7EezkCMUkRuPP4
- [72] Goodfellow: Datenblatt Polymethylpenten, **18.10.2017**, URL http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=inA6wwLl49QOdy1IayymmvhVtlRbOB&n=2BSXY1u2ZEHsoEcBKhdAeXVLJRwKRc&ewd_urlNo=GFCat411&Catite=ME316300&CatSearNum=2
- [73] National Institute of Standards and Technology: Atomic Properties of the Elements, **03.07.2017**, URL <https://www.nist.gov/sites/default/files/documents/2017/02/02/periodic-table-2017-nocrop.pdf>
- [74] S. Fritzler, Z. Najmudin, V. Malka, K. Krushelnick, C. Marle, B. Walton, M. S. Wei, R. J. Clarke und A. E. Dangor: Ion heating and thermonuclear neutron production from high-intensity subpicosecond laser pulses interacting with underdense plasmas., *Physical Review Letters*, **89(16)**:165004, **2002**
- [75] I. Engin, M. Büscher, O. Deppert, L. Di Lucchio, R. Engels, S. Fryfryhc, P. Gibbon, A. Kleinschmidt, A. Lehrach, M. Roth, F. Schlüter, K. Strathmann und F. Wagner: Towards a Laser-driven polarized ^3He Ion-Beam Source, *Proceeding of Science: XVIth International Workshop in Polarized Sources, Targets, and Polarimetry*, **PSTP2015**, **2016**
- [76] G. S. Sarkisov, V. Y. Bychenkov, V. N. Novikov, V. T. Tikhonchuk, A. Maksimchuk, S.-Y. Chen, R. Wagner, G. Mourou und D. Umstadter: Self-focusing, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet, *Physical Review E*, **59(6)**:7042, **1999**
- [77] Korea Atomic Energy Research Institute: Nuclear Data Centre, **05.08.2017**, URL <http://atom.kaeri.re.kr/>
- [78] J. Schreiber, F. Bell, F. Grüner, U. Schramm, M. Geissler, M. Schnürer, S. Ter-Avetisyan, B. M. Hegelich, J. Cobble, E. Brambrink, J. Fuchs, P. Audebert und D. Habs: Analytical model for ion acceleration by high-intensity laser pulses, *Physical Review Letters*, **97(4)**:045005, **2006**
- [79] M. Hegelich, S. Karsch, G. Pretzler, D. Habs, K. Witte, W. Guenther, M. Allen, A. Blazevic, J. Fuchs, J. C. Gauthier, M. Geissel, P. Audebert, T. Cowan und M. Roth: MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils, *Physical Review Letters*, **89(8)**:085002, **2002**
- [80] A. Henig, D. Kiefer, K. Markey, D. C. Gautier, K. A. Flippo, S. Letzring, R. P. Johnson, T. Shimada, L. Yin, B. J. Albright, K. J. Bowers, J. C. Fernandez, S. G. Rykovanov, H. C. Wu, M. Zepf, D. Jung, V. K. Liechtenstein, J. Schreiber, D. Habs und B. M. Hegelich: Enhanced laser-driven ion acceleration in the relativistic transparency regime, *Physical Review Letters*, **103(4)**:045002, **2009**
- [81] W. Leemans, W. Chou und M. Uesaka: Beam Dynamics Newsletter No. 56, Tech. Rep. 56, **2011**
- [82] F.-C. Wang: Effects of density profile and multi-species target on laser-heated thermal-pressure-driven shock wave acceleration, *Chinese Physics B*, **22(12)**:124102, **2013**
-

-
- [83] F. Tommasino, E. Scifoni und M. Durante: New Ions for Therapy, *International Journal of Particle Therapy*, **2(3)**:428, **2015**
 - [84] E. Gadioli und E. Gadioli Erba: Pre-equilibrium emission, *Nuclear Instruments and Methods*, **146(1)**:265, **1977**
 - [85] E. C. May, B. L. Cohen und T. M. O’Keefe: Deuteron Disintegration, *Physical Review*, **164(4)**:1253, **1967**
 - [86] T. Ye, Y. Watanabe und K. Ogata: Analysis of deuteron breakup reactions on Li7 for energies up to 100 MeV, *Physical Review C - Nuclear Physics*, **80(1)**:014604, **2009**
 - [87] Y. A. Cengel und R. H. Turner: *Fundamentals of thermal-fluid sciences*, McGraw-Hill, Boston, **2004**
 - [88] É. Clapeyron: Mémoire sur la puissance motrice de la chaleur, *Journal de l’École Polytechnique*, **14(23)**:153, **1834**
 - [89] W. E. Gifford und H. O. McMahon: A Low temperature Heat Pump, *Proceedings of 10th International Congress of Refrigeration, Copenhagen, Denmark*, **1959**
 - [90] Sumitomo Heavy Industries: *Operation Manual - SRDK Series Cryocooler*, **2003**
 - [91] A. T. A. M. de Waele: Basic Operation of Cryocoolers and Related Thermal Machines, *Journal of Low Temperature Physics*, **164(5)**:179, **2011**
 - [92] E. I. Mikulin, A. A. Tarasov und M. P. Shkrebyonock: Low-temperature expansion pulse tube, *Advances in Cryogenic Engineering*, **29**:629, **1984**
 - [93] Sumitomo Heavy Industries: *Sumitomo RDK-415D Manual*, **2007**
 - [94] J. B. J. Fourier: *Théorie analytique de la chaleur*, Firmin Didot, Paris, **1822**
 - [95] K. Stierstadt: *Thermodynamik*, Springer, Berlin Heidelberg, **2010**
 - [96] B. H. Flowers und E. Mendoza: *Properties of Matter*, Wiley, London New York Sydney Toronto, **1970**
 - [97] A. Michels, A. Botzen und W. Schuurman: The viscosity of argon at pressures up to 2000 atmospheres, *Physica*, **20(7)**:1141, **1954**
 - [98] F. Pobell: *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer-Verlag, **2007**
 - [99] G. R. Kirchhoff: Ueber das Verhältniss zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht, *Annalen der Physik und Chemie*, **185(2)**:275, **1860**
 - [100] M. Planck: Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum, *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, **2**:237, **1900**
 - [101] W. Demtröder: *Experimentalphysik 3*, 3. Ausg., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, **2010**
 - [102] J. Stefan: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur, *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften, Wien*, **79**:391, **1879**

-
- [103] L. Boltzmann: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie, *Annalen der Physik und Chemie*, **22:291, 1884**
- [104] Sumitomo Heavy Industries: Sumitomo RP-082B Manual, Tech. Rep., **2009**
- [105] M. Hesse: *Erhöhung der Repetitionsrate bei Experimenten zur Laser-Ionenbeschleunigung mit kryogenen Targets*, Masterarbeitsproposal, Technische Universität Darmstadt, **2016**
- [106] Grafik erzeugt von Markus Hesse, **2017**
- [107] F. G. Waelbroeck und P. Zuckerbrodt: Thermal Conductivities of Gases at Low Pressures. I. Monatomic Gases, Helium and Argon, *The Journal of Chemical Physics*, **28(3):523, 1958**
- [108] Software programmiert von Alex Ortner, **2015**
- [109] Lakeshore Cryotronics: Sensor Packaging and Installation, **28.07.2017**, URL http://www.lakeshore.com/Documents/LSTC_appendixC_1.pdf
- [110] Lakeshore Cryotronics: Preisliste Cernox-Sensoren, **22.06.2017**, URL <http://www.lakeshore.com/products/cryogenic-temperature-sensors/cernox/models/pages/Ordering.aspx>
- [111] DKE Deutsche Kommission Elektrotechnik Elektronik Informationstechnik im DIN und VDE: DIN EN 60751:2009-05, **2009**
- [112] M. Hesse: *Charakterisierung des thermischen Verhaltens eines Aufbaus zur Herstellung kryogener Targets*, Bachelorarbeit, Technische Universität Darmstadt, **2014**
- [113] Lakeshore Cryotronics: Sensor Temperature Response Data Tables, **2017**
- [114] Lakeshore Cryotronics: Cernox | Specifications, **21.06.2017**, URL <http://www.lakeshore.com/products/Cryogenic-Temperature-Sensors/Cernox/Models/Pages/Specifications.aspx>
- [115] Lakeshore Cryotronics: Platinum RTDs | Specifications, **22.06.2017**, URL <http://www.lakeshore.com/products/Cryogenic-Temperature-Sensors/Platinum-RTDs/Models/Pages/Specifications.aspx>
- [116] Lakeshore Cryotronics: *Cryogenic Wire Catalogue*, **2015**
- [117] T. Tomaru, T. Suzuki, T. Haruyama, T. Shintomi, A. Yamamoto, T. Koyama und R. Li: Vibration analysis of cryocoolers, *Cryogenics*, **44(5):309, 2004**
- [118] L. Obst, S. Göde, M. Rehwald, F.-E. Brack, J. Branco, S. Bock, M. Bussmann, T. E. Cowan, C. B. Curry, F. Fiuza, M. Gauthier, R. Gebhardt, U. Helbig, A. Huebl, U. Hübner, A. Irman, L. Kazak, J. B. Kim, T. Kluge, S. Kraft, M. Loeser, J. Metzkes, R. Mishra, C. Rödel, H.-P. Schlenvoigt, M. Siebold, J. Tiggesbäumker, S. Wolter, T. Ziegler, U. Schramm, S. H. Glenzer und K. Zeil: Efficient laser-driven proton acceleration from cylindrical and planar cryogenic hydrogen jets, *Scientific Reports*, **7(1):10248, 2017**

-
- [119] R. A. Fraga, A. Kalinin, M. Khnel, D. C. Hochhaus, A. Schottelius, J. Polz, M. C. Kaluza, P. Neumayer und R. E. Grisenti: Compact cryogenic source of periodic hydrogen and argon droplet beams for relativistic laser-plasma generation, *Review of Scientific Instruments*, **83(2)**, **2012**
- [120] Precitec Group: Overview - Optical Probes, **12.01.2017**, URL <http://www.precitec.de/en/products/optical-measuring-technology/chromatic-confocal-sensors/chrocodile-s-se/>
- [121] SmarAct GmbH: Datenblatt SLC-24120, **25.09.2017**, URL <http://www.smaract.com/products/linear-positioners/slc-series/slc-24120>
- [122] Wollschläger: Katalog: Werkzeuge 15, **2009**
- [123] DIN Deutsches Institut für Normung e.V.: DIN EN ISO 3650, Tech. Rep., **1999**
- [124] Grafik erstellt von Gabriel Schaumann, **2015**
- [125] T. Ebert: *Spektroskopie mit Alphateilchen an kryogenen Wasserstofftargets*, Bachelorarbeit, Technische Universität Darmstadt, **2014**
- [126] Brookhaven National Laboratory: Interactive Chart of Nuclides, **14.09.2017**, URL <http://www.nndc.bnl.gov/chart/reCenter.jsp?z=95&n=146>
- [127] Gnuplot Version 5.0, URL <http://www.gnuplot.info/>
- [128] F. Wagner, C. Brabetz, O. Deppert, M. Roth, T. Stöhlker, A. Tauschwitz, A. Tebartz, B. Zielbauer und V. Bagnoud: Accelerating ions with high-energy short laser pulses from submicrometer thick targets, *High Power Laser Science and Engineering*, **4:e45**, **2016**
- [129] W. Demtröder: *Laser Spectroscopy 1*, 5. Ausg., Springer, Berlin Heidelberg, **2014**
- [130] J. J. Thomson: Rays of Positive Electricity, *Proceedings of the Royal Society A*, **89:752**, **1913**
- [131] A. Alejo, S. Kar, H. Ahmed, A. G. Krygier, D. Doria, R. Clarke, J. Fernandez, R. R. Freeman, J. Fuchs, A. Green, J. S. Green, D. Jung, A. Kleinschmidt, C. L. S. Lewis, J. T. Morrison, Z. Najmudin, H. Nakamura, G. Nersisyan, P. Norreys, M. Notley, M. Oliver, M. Roth, J. A. Ruiz, L. Vassura, M. Zepf und M. Borghesi: Characterisation of deuterium spectra from laser driven multi-species sources by employing differentially filtered image plate detectors in Thomson spectrometers, *Review of Scientific Instruments*, **85(9):093303**, **2014**
- [132] J. F. Ziegler: Stopping and Range of Ions in Matter - SRIM 2013, **2013**, URL <http://www.srim.org/>
- [133] A. Mančić, J. Fuchs, P. Antici, S. A. Gaillard und P. Audebert: Absolute calibration of photostimulable image plate detectors used as (0.5–20 MeV) high-energy proton detectors, *Review of Scientific Instruments*, **79(7):073301**, **2008**

Danksagung

Es gibt eine ganze Menge Menschen, ohne die diese Dissertation nicht zustande hätte kommen können. Ihnen möchte ich in diesem Abschnitt für ihre Unterstützung und für ihren Beitrag danken.

Zuallererst möchte ich meine Eltern nennen, denen ich gar nicht genug danken kann, dass sie mich immer bedingungslos unterstützt haben: Nicht nur im Bezug auf das Studium und nicht nur finanziell, sondern mein ganzes Leben lang und in jeder Hinsicht. Ich möchte mich bedanken, dass sie so viel möglich machen.

Markus Roth möchte ich dafür danken, dass er mir die Möglichkeit zur Promotion an diesem spannenden Thema gegeben hat. Ich bin als Bachelorstudentin in die Gruppe gekommen, es hat mir gefallen, und ich bin nicht wieder weggegangen. Vielen Dank für die vielen Möglichkeiten, die spannenden Experimente und die interessanten Auslandsaufenthalte und auch fürs Rücken freihalten vor Formalia und Verwaltung. Ich bedanke mich auch für die Zeit und das Wissen zur Beantwortung aller meiner Fragen, ich habe wirklich viel gelernt.

Markus Hesse kann ich gar nicht genug danken für seine Unterstützung und sein Wissen. Die Zusammenarbeit war fantastisch und er hat das Projekt wirklich vorangebracht. Er war in den Strahlzeiten unverzichtbar und hat mich auch in der Vor- und Nachbereitung so unglaublich viel unterstützt. Danke!

Gabriel Schaumann, der guten Seele des Targetlabors, möchte ich für die Unterstützung im Labor und in der Organisation danken. Er hat mir Targetbau, ruhige Hände und viele Tricks und Kniffe beigebracht. Auch zum Thema Charakterisierung habe ich viel von ihm gelernt.

Stefan Bedacht hat unglaublich viel Vorarbeit geleistet. Er hat mir die Grundlagen des wissenschaftlichen Arbeitens und der Kryotechnik beigebracht und von ihm stammt der Grundstock des Aufbaus. Unter seiner Leitung habe ich auch an meiner ersten Strahlzeit teilgenommen. Auch Alex Ortner möchte ich danken, der die Softwaresteuerung programmiert hat.

Strahlzeiten sind immer große Vorhaben, in denen es ohne Teamarbeit nicht geht. Mein großer Dank gilt allen, von denen ich lernen konnte und alle, die mich bei meinen Strahlzeiten unterstützt haben, besonders wenn sie eigentlich an anderen Projekten arbeiten. So ein großes Experiment wäre sonst einfach nicht möglich. Zusätzlich zu den oben genannten seien hier besonders Nico Neumann, Aaron Alejo, Sam Astbury, Johannes Hornung, Florian Wagner, Annika Kleinschmidt, Victor Schanz, Adam Higginson und Johannes Ding aufgeführt. Alle haben großen Einsatz gezeigt und viel Freizeit und Schlaf geopfert.

Auch ohne die Laser- und Werkstattteams geht es nicht. Deswegen möchte ich mich bei den Teams des Lasersystems PHELIX, besonders Vincent Bagnoud und Bernhard Zielbauer, und bei dem Team des Lasersystems VULCAN bedanken. Außerdem geht mein Dank an die Werkstattangestellten des IKP und des RAL, die Probleme auch in Notfällen und unter Zeitdruck lösen konnten.

Ich möchte mich außerdem bei den Kollaborationspartnern vom Rutherford Appleton Laboratory bedanken, die das Projekt massiv vorangebracht haben. Besonders nennen möchte ich Sam Astbury, der sehr gute Arbeit geleistet hat, und David Carroll und David Neely, die im Hintergrund sehr viel möglich gemacht haben.

Es war mir eine Freude, mit allen Studenten, die ich betreut habe, zusammenzuarbeiten. Das waren Antonio D'Alessio, Tina Ebert, Johannes Hornung und natürlich Markus Hesse. Sie alle haben mir viel Arbeit abgenommen und waren ein Gewinn für das jeweilige Projekt.

Ein großes Dankeschön geht auch an alle, die konstruktive Kritik zu dieser Arbeit geleistet haben, besonders an Annika Kleinschmidt, Dennis Schumacher und Markus Hesse.

Ich habe mich in der Arbeitsgruppe Roth sehr wohl gefühlt und möchte hier alle vergangenen und aktuellen Mitglieder einschließen, die ich nicht explizit genannt habe. Mir hat die Atmosphäre und der Teamgeist sehr gefallen.

Abschließend möchte ich mich noch bei Victor Schanz, der immer für mich da war, für die Unterstützung bedanken. Wenn ich nicht mehr weiter wusste, war er mit Realitätssinn, Matlab und einer Umarmung zur Stelle.

Publikationen

A. Tebartz, S. Bedacht, M. Hesse, S. Astbury, R. Clarke, A. Ortner, G. Schaumann, F. Wagner, D. Neely, M. Roth: Creation and characterization of free-standing cryogenic targets for laser-driven ion acceleration. *Review of Scientific Instruments*, **88(9)**:093512, **2017**

J.C. Fernández, D.C. Gautier, C. Huang, S. Palaniyappan, B.J. Albright, W. Bang, G. Dyer, A. Favalli, J.F. Hunter, J. Mendez, M. Roth, M. Swinhoe, P.A. Bradley, O. Deppert, M. Espy, K. Falk, N. Guler, C. Hamilton, B.M. Hegelich, D. Henzlova, K.D. Ianakiev, M. Iliev, R.P. Johnson, A. Kleinschmidt, A.S. Losko, E. McCary, M. Mocko, R.O. Nelson, R. Roycroft, M.A. Santiago Cordoba, V.A. Schanz, G. Schaumann, D.W. Schmidt, A. Sefkow, T. Shimada, T.N. Taddeucci, **A. Tebartz**, S.C. Vogel, E. Vold, G.A. Wurden, L. Yin: Laser-plasmas in the relativistic-transparency regime: Science and applications. *Physics of Plasmas*, **24(5)**:056702, **2017**

F. Wagner, C. Brabetz, O. Deppert, M. Roth, T. Stöhlker, An. Tauschwitz, **A. Tebartz**, B. Zielbauer, V. Bagnoud: Accelerating ions with high-energy short laser pulses from submicrometer thick targets. *High Power Laser Science and Engineering*, **4**:e45, **2016**

A. Alejo, S. Kar, **A. Tebartz**, H. Ahmed, S. Astbury, D.C. Carroll, J. Ding, D. Doria, A. Higginson, P. McKenna, N.W. Neumann, G.G. Scott, F. Wagner, M. Roth, M. Borghesi: High resolution Thomson Parabola Spectrometer for full spectral capture of multi-species ion beams. *Review of Scientific Instruments*, **87(8)**:083304, **2016**

A. Tebartz, S. Bedacht, G. Schaumann, M. Roth: Fabrication and characterization of thin polymer targets for laser-driven ion acceleration. *Journal of Physics: Conference Series*, **713**:012005, **2016**

S. Astbury, S. Bedacht, P. Brummitt, D. Carroll, R. Clarke, S. Crisp, C. Hernandez-Gomez, P. Holligan, S. Hook, J.S. Merchan, D. Neely, A. Ortner, D. Rathbone, P. Rice, G. Schaumann, C. Spindloe, S. Spurdle, **A. Tebartz**, S. Tomlinson, F. Wagner, M. Borghesi, M. Roth, M. Tolley: In-situ formation of solidified hydrogen thin-membrane targets using a pulse tube cryocooler. *Journal of Physics: Conference Series*, **713**:012006, **2016**

F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz, P. Fiala, A. Kleinschmidt, P. Poth, V.A. Schanz, **A. Tebartz**, B. Zielbauer, M. Roth, T. Stöhlker, V. Bagnoud: Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick CH₂ Targets. *Physical Review Letters*, **116(20)**:205002, **2016**

F. Wagner, S. Bedacht, V. Bagnoud, O. Deppert, S. Geschwind, R. Jaeger, A. Ortner, **A. Te-
bartz**, B. Zielbauer, D.H.H. Hoffmann, M. Roth: Simultaneous observation of angularly
separated laser-driven proton beams accelerated via two different mechanisms. *Physics of
Plasmas*, **22(6)**:063110, **2015**

Konferenzbeiträge

- | | |
|---------|--|
| 05/2017 | Target Fabrication Workshop, Greenwich, UK
Vortrag: <i>Noncontact in-situ Thickness Characterization Techniques Suitable for Cryogenic Targets for Laser-Driven Ion Acceleration</i> |
| 07/2014 | Target Fabrication Workshop, St. Andrews, UK
Vortrag: <i>Thin Polymer Targets for Laser-Driven Ion Acceleration</i> |
| 01/2014 | 34th International Workshop on Physics of High Energy Density in Matter, Hirschegg, Österreich
Poster: <i>Thin Polymer Targets for Laser Driven Ion Acceleration</i> |
| 01/2013 | 33rd International Workshop on Physics of High Energy Density in Matter, Hirschegg, Österreich
Poster: <i>Thin Targets for New Laser Particle Acceleration Schemes</i> |

Lebenslauf

Alexandra Simone Tebartz

geboren am 17.04.1989 in Mainz

Studium und Schule

- | | |
|-----------------|---|
| 04/2012–01/2014 | Masterstudium Physik, Technische Universität Darmstadt
Masterarbeit <i>Entwicklung von dünnen Polymerfolien zur Laser-Ionenbeschleunigung an PHELIX</i> mit Note 1,0
Masterabschluss mit Note 1,19 |
| 10/2008–02/2012 | Bachelorstudium Physik, Technische Universität Darmstadt
Bachelorarbeit <i>Entwicklung eines Hitzeschildes für kryogene Wassertargets</i> mit Note 1,0
Bachelorabschluss mit Note 1,86 |
| 09/2010–04/2011 | Auslandsstudium, University of Saskatchewan, Kanada |
| 07/2008 | Abitur , Prälat-Diehl-Schule Groß-Gerau, Note 1,0 |

Experimentelle Erfahrung

- | | |
|-----------------|---|
| seit 2013 | Teilnahme an neun Experimentkampagnen in internationalen Teams an Großforschungseinrichtungen im In- und Ausland, davon zweimal Leitung des Experiments |
| seit 2013 | Herstellung und Charakterisierung von Polymertargets zur Laser-Ionenbeschleunigung, eingesetzt bei sechs Experimentkampagnen |
| 12/2011–07/2013 | Studentische Hilfskraft im Detektor- und Targetlabor, Institut für Kernphysik, Technische Universität Darmstadt |

Lehre

seit 2013	Betreuung von Bachelor- und Masterarbeiten
04/2014–03/2017	Betreuung von Studenten im Fortgeschrittenenpraktikum
10/2009–08/2010	Übungsleitung <i>Rechenmethoden zur Physik</i> und <i>Einführung in die Theoretische Physik</i>

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 16. November 2018

(Alexandra Simone Tebartz)